

VILNIAUS GEDIMINO TECHNIKOS UNIVERSITETAS

Artūras BUBNELIS

PUSLAIDININKINIŲ, DIELEKTRINIŲ
IR METAMEDŽIAGINIŲ
CILINDRINIŲ BANGOLAIDINIŲ
DARINIŲ TYRIMAS

DAKTARO DISERTACIJA

TECHNOLOGIJOS MOKSLAI,
ELEKTROS IR ELEKTRONIKOS INŽINERIJA (01T)



LEIDYKLA
Vilnius TECHNIKA 2015

Disertacija rengta 2011–2015 metais Vilniaus Gedimino technikos universitete.

Vadovas

prof. habil. dr. Liudmila NICKELSON (Vilniaus Gedimino technikos universitetas, elektros ir elektronikos inžinerija – 01T).

Vilniaus Gedimino technikos universiteto Elektros ir elektronikos inžinerijos mokslo krypties disertacijos gynimo taryba:

Pirmininkas

prof. dr. Vytautas URBANAVIČIUS (Vilniaus Gedimino technikos universitetas, elektros ir elektronikos inžinerija – 01T).

Nariai:

prof. habil. dr. Saulius BALEVIČIUS (Vilniaus Gedimino technikos universitetas, elektros ir elektronikos inžinerija – 01T),

prof. habil. dr. Jūras BANYŠ (Vilniaus universitetas, fizika – 02P),

dr. Polina KUZHIR (Baltarusijos valstybinis universitetas, elektros ir elektronikos inžinerija – 01T),

prof. dr. Algirdas SUŽIEDĖLIS (Valstybinis mokslinių tyrimų institutas Fizinių ir technologijos mokslų centras, elektros ir elektronikos inžinerija – 01T).

Disertacija bus ginama viešame Elektros ir elektronikos mokslo krypties disertacijos gynimo tarybos posėdyje **2015 m. gruodžio 4 d. 13 val.** Vilniaus Gedimino technikos universiteto senato posėdžių salėje.

Adresas: Saulėtekio al. 11, LT-10223 Vilnius, Lietuva.

Tel.: (8 5) 274 4956; faksas (8 5) 270 0112; el. paštas doktor@vgtu.lt

Pranešimai apie numatomą ginti disertaciją išsiųsti 2015 m. lapkričio 3 d.

Disertaciją galima peržiūrėti VGTU talpykloje <http://dspace.vgtu.lt/> ir Vilniaus Gedimino technikos universiteto bibliotekoje (Saulėtekio al. 14, LT-10223 Vilnius, Lietuva).

VGTU leidyklos TECHNIKA 2352-M mokslo literatūros knyga

<http://leidykla.vgtu.lt>

ISBN 978-609-457-863-2

© VGTU leidykla TECHNIKA, 2015

© Artūras Bubnelis, 2015

arturas.bubnelis@vgtu.lt

VILNIUS GEDIMINAS TECHNICAL UNIVERSITY

Artūras BUBNELIS

ANALYSIS OF SEMICONDUCTOR, DIELECTRIC AND METAMATERIAL WAVEGUIDE STRUCTURES

DOCTORAL DISSERTATION

TECHNOLOGICAL SCIENCES,
ELECTRICAL AND ELECTRONIC ENGINEERING (01T)



Vilnius LEIDYKLA
TECHNIKA 2015

Doctoral dissertation was prepared at Vilnius Gediminas Technical University in 2010–2014.

Supervisor

Prof. Dr Habil. Liudmila NICKELSON (Vilnius Gediminas Technical University, Electrical and Electronic Engineering – 01T).

The Dissertation Defence Council of Scientific Field of Electrical and Electronics Engineering of Vilnius Gediminas Technical University:

Chairman

Prof. Dr Vytautas URBANAVIČIUS (Vilnius Gediminas Technical University, Electrical and Electronic Engineering – 01T).

Members:

Prof. Dr Habil. Saulius BALEVIČIUS (Vilnius Gediminas Technical University, Electrical and Electronic Engineering – 01T),

Prof. Dr Habil. Jūras BANYŠ (Vilniaus University, Physics – 02P),

Dr Polina KUZHIR (Belarusian State University, Electrical and Electronic Engineering – 01T),

Prof. Dr Algirdas SUŽIEDĖLIS (State Research Institute Center for Physical Sciences and Technology, Electrical and Electronic Engineering – 01T).

The dissertation will be defended at the public meeting of the Dissertation Defence Council of Electrical and Electronics Engineering in the Senate Hall of Vilnius Gediminas Technical University at **1 p. m. on 4 December 2015**.

Address: Saulėtekio al. 11, LT-10223 Vilnius, Lithuania.

Tel.: +370 5 274 4956; fax +370 5 270 0112; e-mail: doktor@vgtu.lt

A notification on the intend defending of the dissertation was send on 3 November 2015.

A copy of the doctoral dissertation is available for review at the VGTU repository <http://dspace.vgtu.lt/> and at the Library of Vilnius Gediminas Technical University (Saulėtekio al. 14, LT-10223 Vilnius, Lithuania).

Reziumė

Disertacijoje sprendžiama bangolaidinių darinių tyrimo modelių kūrimo problema. Pagrindiniai tyrimo objektai yra cilindrinų bangolaidinių darinių, sudarytų iš neįprastomis elektrofizinėmis savybėmis pasižyminčių medžiagų ir metamedžiagų, modeliai. Disertacijos tikslas – sukurti stabilius skaičiavimo algoritmus ir ištirti bangolaidžiuose sklindančių bangų dispersines charakteristikas bei elektromagnetinių (EM) laukų pasiskirstymą.

Darbe sprendžiami uždaviniai: sudaromi tiriamų izotropinių, vienašės anizotropijos, giroelektrinių, dideliu EM bangų silpimu pasižyminčių bangolaidinių darinių elektrodinaminiai modeliai; ieškoma dispersinės lygties sprendinių; tiriamos bangolaidžiuose sklindančių EM bangų fazės ir silpimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio, temperatūros, bangolaidžio spindulio, vidinio kanalo spindulio ar krūvininkų tankio; sukurtos dviejų naujų bangolaidinių įtaisų konstrukcijos.

Disertaciją sudaro įvadas, keturi skyriai, bendrosios išvados, naudotos literatūros ir autoriaus publikacijų disertacijos tema sąrašai.

Įvadiniamе skyriuje aptariama tiriamoji problema, darbo aktualumas, aprašomas tyrimų objektas, formuluojamas darbo tikslas bei uždaviniai, aprašoma tyrimų metodika, darbo mokslinis naujumas, darbo rezultatų praktinė reikšmė, ginamieji teiginiai. Įvado pabaigoje pristatomos disertacijos tema autoriaus paskelbtos publikacijos ir pranešimai konferencijose bei disertacijos struktūra.

Pirmasis skyrius skirtas literatūros apžvalgai. Jame pateikta tyrimo objektuose naudojamų elektromagnetinę spinduliuotę sugeriančių medžiagų savybių apžvalga ir taikymo galimybės. Skyriaus pabaigoje formuluojamos išvados ir tikslinami disertacijos uždaviniai.

Antrajame skyriuje tiriami sluoksniuoti ir tuščiaviduriai dielektriniai bangolaidžiai. Remiantis aptiktais efektais, pasiūlyta temperatūra valdomo bangolaidinio fazės modulatoriaus konstrukcija. Pateiktas išradimo aprašymas.

Trečiajame skyriuje pristatyti puslaidininkinių p -Ge bangolaidžių tyrimo rezultatai ir šios medžiagos pagrindu veikiančio, šviesa valdomo fazės modulatoriaus, išradimo aprašymas.

Ketvirtajame skyriuje pristatomi bangolaidinių darinių iš metamedžiagų tyrimo rezultatai. Aptiriamos tokių bangolaidžių savybės ir taikymo galimybės.

Disertacijos tema paskelbta 14 straipsnių: 4 – straipsnių rinkiniuose, įtrauktuose į Thomson ISI sąrašą, 4 – konferencijų medžiagose, referuotose Thomson ISI duomenų bazėje, 1 – Inspec duomenų bazėje cituojamame žurnale, 4 – recenzuojamose tarptautinių konferencijų medžiagose bei 1 – knygos skyrius. Disertacijos tema perskaityta 10 pranešimų Lietuvos bei kitų šalių konferencijose. Gauti 2 Lietuvos patentai.

Abstract

The dissertation dedicated to the investigation of the modern waveguide structures as well as to the creation of algorithms for microwave researches and certain waveguide characteristic optimizations. There were explored several models of cylindrical waveguide of special materials and metamaterials with unusual electrophysical properties. The main objective of the dissertation work was the creation of stable calculation algorithms for analyzing the considered waveguides from materials with extraordinary constitutive parameters. The other important goal is to compute and create a visual representation of the vector electric and magnetic fields in the waveguide transversal and longitudinal cross-sections and outside of the waveguide.

The dissertation consists of four parts including introduction, 4 chapters, conclusions and references.

The introduction reveals the investigated problem, importance of the thesis and the object of research and describes the purpose and tasks of the work, research methodology, scientific novelty, the practical significance of results examined in the paper and defended statements. The introduction ends in presenting the author's publications on the subject of the defended dissertation, offering the material of presentations in conferences and defining the structure of the dissertation.

Chapter 1 revises the used literature. At the end of the chapter, conclusions are drawn and the dissertation tasks are reconsidered.

Chapter 2 describes the investigations of layered hollow-pipe dielectric waveguides of silicon carbide and onion-like carbon materials. It was discovered useful microwaves effects for EM devices.

Chapter 3 presents the analysis of the p -Ge semiconductor waveguides placed into the constant magnetic field. There is a description of the phase modulator design which is created on the base of p -Ge semiconductor plasma.

Chapter 4 is dedicated to the demonstration of dispersion characteristics of metamaterial waveguides. Here are analyzed the isotropic and anisotropic metamaterial waveguides, including waveguides with the zero-reflective index metamaterials.

14 articles focusing on the subject of the discussed dissertation are published: 4 articles – in the Thomson ISI data base, 4 articles – in conference materials and scientific papers in Thomson ISI data base, 1 article – in the journal quoted by Inspec data base, 4 articles – in materials reviewed during international conferences and 1 book chapter. 10 presentations on the subject have been given in conferences at national and international level.

Žymėjimai

Simboliai

- B_0 – magnetinio lauko indukcija;
- c – šviesos greitis vakuume;
- d_{ij} – dispersinės lygties determinanto nariai;
- $e^{+im\varphi}$ – elektromagnetinių bangų kairioji apskritiminė poliarizacija;
- $\vec{E}_t, \vec{E}_\varphi$ – elektrinio lauko vektoriaus skersinės dedamosios;
- \vec{E}_z – elektrinio lauko vektoriaus išilginė dedamoji;
- f – elektromagnetinės bangos dažnis;
- f_c – centrinis Δf diapazono dažnis;
- f_{ep} – metamedžiagos elektrinis plazminis dažnis;
- f_{kr} – elektromagnetinės bangos atkirtos (krizinis) dažnis;
- f_{kr1} – pagrindinio bangos tipo atkirtos (krizinis) dažnis;
- f_{kr2} – pirmo aukštesnio bangos tipo atkirtos (krizinis) dažnis;
- f_{kr-a} – elektromagnetinės bangos atkirtos (krizinis) dažnis, aukštesnių dažnių srityje;
- $f_{kr-\tilde{z}}$ – elektromagnetinės bangos atkirtos (krizinis) dažnis, žemesnių dažnių srityje;
- f_{mp} – metamedžiagos magnetinis plazminis dažnis;
- \underline{h} – kompleksinis išilginis bangos skaičius (kompleksinis sklidimo koeficientas);
- h' – elektromagnetinės bangos fazės (sklidimo) koeficientas;

- h'' – elektromagnetinės bangos silpimo koeficientas (nuostoliai);
 h_p'' – pagrindinio bangos tipo nuostoliai;
 h_a'' – aukštesnių bangos tipų nuostoliai;
 $H_m^{(2)}$ – antrosios rūšies m -tosios eilės Hankelio funkcija;
 $H_m'^{(2)}$ – Hankelio funkcijos išvestinė;
 $\vec{H}_r, \vec{H}_\varphi$ – magnetinio lauko vektoriaus skersinės dedamosios;
 \vec{H}_z – magnetinio lauko vektoriaus išilginė dedamoji;
 i – menamas vienetas;
 J_m – m -tosios eilės Beselio funkcija;
 J_m' – Beselio funkcijos išvestinė;
 k – išilginis bangos skaičius vakuume arba ore;
 k_\perp^g – skersinis kompleksinis bangos skaičius dipolinio stiklo terpėje;
 $k_\perp^{(1)}, k_\perp^{(2)}, k_\perp^{(3)}$ – skersiniai bangų skaičiai skirtinguose sluoksniuoto bangolaidžio sluoksniuose;
 L – bangolaidžio ilgis;
 m – sveikas skaičius, nurodantis bangos indeksą;
 m_e – elektrono masė;
 m_h^* – sunkiųjų skylių efektyvė masė;
 m_l^* – lengvųjų skylių efektyvė masė;
 N – krūvininkų koncentracija;
 N_h – sunkiųjų skylių koncentracija;
 N_l – lengvųjų skylių koncentracija;
 N_m – m -tosios eilės Neumano funkcija;
 N_m' – Neumano funkcijos išvestinė;
 r – bangolaidžio vidinis spindulys;
 R – bangolaidžio išorinis spindulys;
 t – bangolaidžio apvalkalo sluoksnio storis;
 T – temperatūra;
 $\underline{\Delta}$ – dispersinės lygties determinantas;
 Δf – darbo dažnių juostos plotis;

$\Delta\vartheta$ – fazės pokytis;

ϵ_0 – absoliutinė vakuumo dielektrinė skvarba (elektrinė konstanta);

$\epsilon_r^{(1)}, \epsilon_r^{(2)}, \epsilon_r^{(3)}$ – sluoksniuoto bangolaidžio sluoksnių santykinė dielektrinė skvarba;

$\epsilon_{xx}, \epsilon_{zz}$ – anizotropinės metamedžiagos santykinės dielektrinės skvarbos tenzoriaus komponentai;

ϵ_r^a – santykinė oro dielektrinė skvarba;

ϵ_r^g – dipolinio stiklo kompleksinė santykinė dielektrinė skvarba;

$\epsilon_r^{g'}$ – dipolinio stiklo realioji santykinės dielektrinės skvarbos dalis;

$\epsilon_r^{g''}$ – dipolinio stiklo menamoji santykinės dielektrinės skvarbos dalis;

ϵ_r^{SiC} – silicio karbido kompleksinė santykinė dielektrinė skvarba;

$\epsilon_r^{\text{p-Ge}}$ – puslaidininkio p -Ge santykinės dielektrinės skvarbos tenzorius;

$\epsilon_{xx}^{\text{p-Ge}}, \epsilon_{xy}^{\text{p-Ge}}, \epsilon_{zz}^{\text{p-Ge}}$ – puslaidininkio p -Ge santykinės dielektrinės skvarbos tenzoriaus komponentai;

ϵ_r^{meta} – anizotropinės metamedžiagos santykinės dielektrinės skvarbos tenzorius;

φ – azimutinė koordinatė;

λ_w – bangos ilgis bangolaidyje;

λ_0 – bangos ilgis vakuume;

μ_h^* – sunkiųjų skylių judris;

μ_l^* – lengvųjų skylių judris;

μ_r^a – santykinė oro magnetinė skvarba;

$\mu_r^{(1)}, \mu_r^{(2)}, \mu_r^{(3)}$ – sluoksniuoto bangolaidžio sluoksnių santykinė magnetinė skvarba;

μ_r^g – dipolinio stiklo santykinė magnetinė skvarba;

μ_r^{SiC} – silicio karbido santykinė magnetinė skvarba;

μ_r^{meta} – anizotropinės metamedžiagos santykinės magnetinės skvarbos tenzorius;

μ_{xx}, μ_{zz} – anizotropinės metamedžiagos santykinės magnetinės skvarbos tenzoriaus komponentai;

ρ – medžiagos savitoji varža;

ω – elektromagnetinės bangos kampinis dažnis;

ω_{pn} – plazmos savųjų virpesių kampinis dažnis;

ω_{cn} – ciklotroninio rezonanso kampinis dažnis;

ν_n – vidutinis laisvųjų krūvininkų susidūrimų su puslaidininkio gardele dažnis.

Santrumpos

DNG – angl. *double negative*, metamedžiaga, kurios abu elektrofiziniai parametrai yra neigiami;

EM – elektromagnetinis(ė), pvz., laukas, banga;

ENZ – angl. *epsilon near zero*, metamedžiaga, kurios santykinė dielektrinė skvarba artima nuliui;

HAD – hiper aukšti dažniai, 300–3000 GHz;

MNZ – angl. *miu near zero*, metamedžiaga, kurios santykinė magnetinė skvarba artima nuliui;

NLR – nulinis lūžio rodiklis;

OLC – angl. *onion-like carbon*, fullereno lukštų pavidalo karbidas, kurio paviršiaus topologinis vaizdas panašus į perpjautą svogūno;

SAD – super aukšti dažniai, 3–30 GHz;

YAD – ypač aukšti dažniai, 30–300 GHz.

Turinys

IVADAS	1
Problemos formulavimas.....	1
Darbo aktualumas.....	2
Tyrimų objektas.....	2
Darbo tikslas.....	3
Darbo uždaviniai	3
Tyrimų metodika	3
Darbo mokslinis naujumas	3
Darbo rezultatų praktinė reikšmė	4
Ginamieji teiginiai.....	4
Darbo rezultatų aprobavimas.....	5
Disertacijos struktūra.....	6
1. BANGOLAIDINIŲ DARINIŲ MEDŽIAGŲ APŽVALGA	7
1.1. Šiuolaikinių medžiagų taikymas mikrobangų įtaisuose.....	7
1.2. Bangolaidinių darinių analizės bendrasis algoritmas.....	13
1.3. Pirmojo skyriaus išvados ir disertacijos uždavinių formulavimas.....	17
2. IZOTROPINIŲ SLUOKSNIUOTŲ BANGOLAIDŽIŲ SKAITINIAI TYRIMAI ...	19
2.1. Izotropinių bangolaidžių modelių tyrimo algoritmas	20
2.2. Dipolinio stiklo bangolaidžių elektrodinaminiai tyrimai.....	23
2.3. Tuščiavidurių silicio karbido bangolaidžių elektrodinaminiai tyrimai	30

2.4. Dipolinio stiklo bangolaidžių su silicio karbido apvalkalu elektrodinaminiai tyrimai.....	37
2.5. Tuščiavidurių bangolaidžių iš fulereno lukštų pavidalo karbido elektrodinaminiai tyrimai.....	42
2.6. Silicio karbido fazės modulatorius	53
2.7. Antrojo skyriaus išvados	56
3. PUSLAIDININKINIŲ PLAZMINIŲ BANGOLAIDŽIŲ SKAITINIAI TYRIMAI.....	59
3.1. Puslaidininkinių bangolaidžių modelių tyrimo algoritmas.....	59
3.2. Puslaidininkinių p -Ge giroelektrinių bangolaidžių elektrodinaminiai tyrimai ..	62
3.3. Optiškai valdomas dviejų rūšių krūvininkų p -Ge fazės modulatorius.....	67
3.4. Trečiojo skyriaus išvados	72
4. METAMEDŽIAGINIŲ BANGOLAIDŽIŲ SKAITINIAI TYRIMAI.....	75
4.1. Metamedžiaginių bangolaidžių modelių tyrimo algoritmas	76
4.2. Bangolaidžių iš medžiagos su artimu nuliui lūžio rodikliu fazinių charakteristikų tyrimai.....	78
4.3. Anizotropinės metamedžiagos ir n -Si puslaidininkio dviejų sluoksnių bangolaidžių fazinių ir silpimo charakteristikų tyrimai	86
4.4. Metamedžiagos ir silicio karbido dviejų sluoksnių bangolaidžių elektrodinaminiai tyrimai.....	92
4.5. Ketvirtojo skyriaus išvados	102
BENDROSIOS IŠVADOS	105
LITERATŪRA IR ŠALTINIAI.....	107
AUTORIAUS MOKSLINIŲ PUBLIKACIJŲ DISERTACIJOS TEMA SĄRAŠAS ..	115
SUMMARY IN ENGLISH.....	117
PRIEDAI ¹	135
A priedas. Bendraautorių sutikimai teikti publikacijose skelbtą medžiagą mokslo daktaro disertacijoje	136
B priedas. Autoriaus mokslinių publikacijų disertacijos tema kopijos.....	142

¹ Priedai pateikiami pridėtoje kompaktinėje plokštelėje

Contents

INTRODUCTION	1
Formulation of the problem.....	1
Relevance of the thesis	2
The object of research	2
The aim of the thesis	3
The objectives of the thesis	3
The research methodology	3
Scientific novelty of the thesis	3
Practical value of the research findings.....	4
Defended statments	4
Approval of the research findings	5
The structure of the dissertation	6
1. OVERVIEW OF MATERIALS FOR WAVEGUIDE STRUCTURES	7
1.1. The application of modern materials for creating of microwave devices.....	7
1.2. Program algorithm and testing results	13
1.3. Conclusions of the chapter 1 and formulation of tasks of the dissertation	17
2. NUMERICAL RESEARCHES OF ISOTROPIC LAYERED WAVEGUIDES	19
2.1. Algorithm for investigation of isotropic waveguide models	20
2.2. The electrodynamical analysis of the dipolar glass waveguides	23
2.3. The electrodynamical analysis of the hollow-core silicon carbide waveguides	30

2.4. The electrodynamical analysis of the layered dipolar glass covered by the silicon carbide waveguides	37
2.5. The electrodynamical analysis of the hollow-core OLC waveguides	42
2.6. Silicon carbide phase modulator	53
2.7. Conclusions of the chapter 2	56
3. NUMERICAL RESEARCHES OF SEMICONDUCTOR PLASMA WAVEGUIDES	59
3.1. Algorithm for investigation of semiconductor waveguide models.....	59
3.2. The electrodynamical analysis of the semiconductor p -Ge gyroelectric waveguides	62
3.3. The optically controlled phase modulator of p -Ge with the two kinds' charge carriers	67
3.4. Conclusions of the chapter 3	72
4. NUMERICAL RESEARCHES OF METAMATERIAL WAVEGUIDES	75
4.1 Algorithm for investigation of metamaterial waveguide models	76
4.2. The phase characteristic analysis of the waveguides of the material with the near zero refractive index	78
4.3. The phase characteristic analysis of the layered anisotropic metamaterial and semiconductor n -Si waveguides.....	86
4.4. The electrodynamical analysis of the layered metamaterial and silicon carbide waveguides.....	92
4.5. Conclusions of the chapter 4	102
GENERAL CONCLUSIONS	105
REFERENCES	107
LIST OF THE SCIENTIFIC PUBLICATIONS BY THE AUTHOR ON THE TOPIC OF THE DISSERTATION	115
SUMMARY IN ENGLISH.....	117
ANNEXES ¹	135
Annex A. Agreements of co-authors to provide published materials in the doctoral dissertation.....	136
Annex B. Copies of scientific publications by the author on the topic of the dissertation.....	142

¹ The annexes are supplied in the enclosed compact disc

Ivadas

Problemos formulavimas

Pastaruoju metu yra sukuriami daug naujų medžiagų su specifiniais elektrofiziniais parametrais. Tokių medžiagų poreikis atsirado tuomet, kai įtaisai, paveikti didelės galios elektromagnetinio (EM) impulso, aukštos temperatūros ar agresyvios terpės, nustoja funkcionuoti. Todėl yra ieškoma medžiagų, kurių pagrindu sukurti įtaisai galėtų atsistatyti po tokio poveikio ir veikti toliau. Tai yra sudėtingos kompozitinės, keraminės, puslaidininkinės ar dielektrinės medžiagos, kurioms būdingos neįprastos EM savybės, pvz., didelė EM spinduliavimo sugertis, dielektrinė ir magnetinė skvarbos yra neigiamos, ar lygios nuliui ir pan. Be to, šios medžiagos gali pasižymėti dideliu mechaniniu, cheminiu ir temperatūriniu atsparumu, leisti perduoti arba priimti didelės galios EM impulsus.

Darbe yra sprendžiama bangolaidinių darinių modelių, sudarytų iš tokių medžiagų kūrimo problema. Elektrodinamiškai tiriant šiuos modelius ir įvertinant visas ribines sąlygas, galima parinkti tokius modelio konstrukcinius parametrus, kuomet bangolaidiniai dariniai pasižymėtų mažu silpimu, stipria EM spinduliavimo sugertimi, dideliu plačiajuostiškumu ar kitomis savybėmis, priklausomai nuo kuriamų įtaisų paskirties. Norint surasti tokioms medžiagoms naujų taikymo galimybių ir sukurti tobulesnes bangolaidinių įtaisų konstrukcijas, reikalingi stabilūs tyrimo algoritmai, kurie leistų tiksliai rasti ieškomus dispersi-

nės lygties sprendinius. Darbe sprendžiamoms lygčių sistemoms būdinga sąlygotumo problema. Nedidelis pradinių skaičiavimo parametrų (dažnis, temperatūra, medžiagos ϵ ar μ) pokytis gali turėti didelę įtaką lygčių sprendiniams, kartais atsiranda netikrų sprendinių.

Pritaikius šioms naujoms medžiagoms bangolaidinių darinių elektrodinaminius modelius bei patobulinus jų tyrimo algoritmą, galima rasti neįprastų bangolaidinių efektų ir jų pagrindų, sukurti naujų bangolaidinių įtaisų.

Darbo aktualumas

Šiuolaikinės technikos poreikiai mikrobangų elektronikai kelia reikalavimų sukurti naujų įtaisų, dirbančių platesniame dažnių, temperatūrų ir slėgių diapazone, esant sudėtingoms aplinkos sąlygoms. Natūralu, kad keliamiems uždaviniams spręsti tiriamos galimybės taikyti naujas tiek dirbtines, tiek natūralias medžiagas, kurioms gali būti būdinga didelė EM spinduliavimo sugertis ir ieškoti naujų sprendimų bangolaidinių įtaisų konstrukcijose, panaudojant mikrobangų sąveikos su naujomis medžiagomis ypatumus. Tiriant bangolaidinių darinių modelius galima rasti tokius bangolaidžio skersinius matmenis, kad pagrindinio tipo banga pasižymėtų mažesniu silpimu, atsižvelgiant į tai, kad bangolaidis gali būti sudarytas iš EM spinduliuotę sugeriančių medžiagų. Ryškiais tokio proceso pavyzdžiais gali būti greitai besiplečianti silicio karbido (SiC) taikymo sritis elektronikos elementų gamyboje ir kompozicinių medžiagų panaudojimas įvairios paskirties įtaisuose. Kita svarbi pastarojo dešimtmečio tyrimų kryptis yra naujų, dirbtinių medžiagų, taikymas mikrobangų technikoje. Šios medžiagos pasižymi neįprastomis elektrofizinėmis savybėmis, tokiomis kaip anomalė dispersija, neigiamas ar artima nuliui dielektrinė ir magnetinė skvarbos, didelis elektromagnetinių bangų silpimas. Vienos perspektyviausių yra metamedžiagos, pasižyminčios tuo, kad tame pačiame dažnių diapazone jos turi neigiamas santykinės dielektrinės ir magnetinės skvarbas. Pastaruoju metu intensyviai kuriamos metamedžiagos, veikiančios mikrobangų dažnių diapazone ir tokių medžiagų pagrindu kuriami elektronikos įtaisai. Darbe atlikti bangolaidinių darinių tyrimai padėjo rasti šioms perspektyvioms šiuolaikinėms medžiagoms naujų taikymo sričių, bei pasiūlyti du bangolaidinius įtaisus.

Tyrimų objektas

Darbo tyrimų objektas – bangolaidinių darinių modeliai, sudaryti iš EM spinduliuotę sugeriančių medžiagų, pasižyminčių anomalia dispersija, dideliu elektromagnetinių bangų silpimu ar kitomis neįprastomis savybėmis.

Darbo tikslas

Šio darbo tikslas – elektrodinamiškai ištirti izotropinių ir anizotropinių bangolaidinių darinių modelius, surasti elektromagnetinių efektų tiriamuose bangolaidžiuose ir jų pagrindu pasiūlyti naujus mikrobangų įtaisus.

Darbo uždaviniai

Darbo tikslui pasiekti darbe reikia spręsti šiuos uždavinius:

1. Rasti Maksvelo lygčių sprendinius, tenkinančius ribines sąlygas, atvirajam apskritojo skerspjuvio izotropiniam bangolaidžiui, sudarytam iš medžiagų, pasižyminčių didele EM spinduliavimo sugertimi, neigiama ar artima nuliui dielektrine, ar magnetine skvarbomis, anomalija dispersija.
2. Rasti Maksvelo lygčių sprendinius, tenkinančius ribines sąlygas, atvirajam apskritojo skerspjuvio giroelektriniam bangolaidžiui, įvertinant skirtingų rūšių krūvininkų koncentracijos puslaidininkinėje plazmoje įtaką.
3. Apskaičiuoti elektrinių bei magnetinių laukų stiprius skersiniame ir išilginiame bangolaidžio pjūviuose, vizualiai parodyti šių laukų struktūras.
4. Atliktų tyrimų rezultatų ir aptiktų efektų pagrindu pasiūlyti bangolaidinių fazės moduliatorių konstrukcijų.

Tyrimų metodika

Cilindrinų bangolaidinių darinių modelių tyrimui taikomas dalinių sričių metodas. Kompleksiniai dispersinės lygties sprendiniai ieškomi taikant autoriaus sukurta metodiką, paremtą dalinių sričių ir Mullerio metodais. Tyrimo algoritmai įgyvendinti Matlab programų paketo terpėje.

Darbo mokslinis naujumas

Rengiant disertaciją buvo gauti šie elektros ir elektronikos inžinerijos mokslui nauji rezultatai:

1. Elektrodinamiškai griežtai išspręsti kraštiniai elektrodinamikos uždaviniai ir sukurti algoritmai, leidžiantys tirti bangolaidinių darinių modelius iš izotropinių, giroelektrinių, vienašės anizotropijos medžiagų, pasižyminčių neįprastomis charakteristikomis (pvz., vertikalios pobūdžio fazinėmis charakteristikomis, nuostolių ar bangos ilgio bangolaidyje augimu, didėjant dažniui).
2. Atlikti bangolaidinių darinių, sudarytų iš dipolinio stiklo, silicio karbido, metamedžiagų, fullereno lukštų pavidalo karbido dispersinių charakteristikų ir elektrinių bei magnetinių laukų struktūrų (pagrindinio ir aukštesnio tipo bangoms) skaičiavimai.
3. Ištirtų bangolaidinių darinių charakteristikų pagrindu buvo pasiūlytos temperatūra ir šviesa valdomų mikrobangų fazės moduliatorių konstrukcijos.

Darbo rezultatų praktinė reikšmė

Sukurtus bangolaidžių modelių tyrimo algoritmus galima plačiai taikyti, tiriant įvairių rūšių cilindrinis bangolaidinius darinius, tame tarpe ir tokius, kurių paviršiuje sklinda plazmonų-poliaritonų bangos. Atliktų skaitinių tyrimų rezultatai padėjo sukurti ir užpatentuoti dviejų bangolaidinių įtaisų konstrukcijas. SiC fazės moduliatorius (patento Nr. 6035) gali veikti platesniame dažnių ruože ir pasižymi mažesne inercija negu analogiški įtaisai. Optiškai valdomas spartus plačiajuostis fazės moduliatorius (patento Nr. 6010), veikiamas infraraudonaisiais spinduliais per dalį pikosekundės keičia savo charakteristikas. Darbe buvo nagrinėjami bangolaidžiai iš medžiagų, kurių parametrus matavo PFI ir VU mokslininkai. Darbe pristatyti rezultatai yra šių mokslinių tyrimų tęsinys.

Ginamieji teiginiai

1. Dipolinio stiklo bangolaidžiui būdinga anomali dispersija, kai medžiagos temperatūra yra 200 K, normuotų dažnių ruože $0,05 < f \cdot r < 0,16$ GHz·m, tuo tarpu temperatūrų diapazone 130–150 K dispersija yra normali.
2. Tuščiavidurio SiC bangolaidžio, turinčio vidinio kanalo r ir išorinio spindulio R santykį intervale $r/R = 0,2–0,5$, plačiajuostiškumas yra 5–10 % didesnis, lyginant su analogišku SiC bangolaidžiu be kanalo.

3. Ištirtame dažnių ruože 26–38 GHz, tuščiaviduriame bangolaidyje iš fullereno lukštų pavidalo karbido medžiagos, pagrindinis ir aukštesni bangų tipai turi aukštadažnį atkirtos dažnį.
4. Kai normuotas dažnis yra $0,01 < fr < 0,045$ GHz·m, puslaidininkiniame giroelektriniame *p*-Ge bangolaidyje gali sklisti tik pagrindinio tipo banga, kurios fazės poslinkį galima valdyti, keičiant sunkiųjų skylių koncentraciją nuo 60 % iki 90 % visų krūvininkų.

Darbo rezultatų aprobavimas

Disertacijos tema yra atspausdinta 14 mokslinių straipsnių: 4 – mokslo žurnaluose, įtrauktuose į Thomson ISI sąrašą (Ašmontas *et al.* 2010; Bubnelis *et al.* 2012a; Nickelson *et al.* 2011a, 2012a); 1 – mokslo žurnaluose, cituojamuose Inspec duomenų bazėje (Bubnelis 2012); 8 – recenzuojamose tarptautinių konferencijų medžiagose (Ašmontas *et al.* 2012; Bubnelis *et al.* 2012b, 2012c, 2012d; Nickelson *et al.* 2012b, 2012c, 2013, 2014) ir 1 – knygos skyrius (Nickelson *et al.* 2012d).

Disertacijoje atliktų tyrimų rezultatai buvo paskelbti 10 pranešimų 7 mokslinėse konferencijose Lietuvoje ir užsienyje:

- Bubnelis, A. 2011. Girotropinių puslaidininkinių *p*-Ge bangolaidžių nuostolių priklausomybė nuo lengvųjų ir sunkiųjų skylių krūvininkų koncentracijos. *39-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija*, Vilnius.
- Bubnelis, A. 2011. Bangolaidžio, pagaminto iš metamedžiagos, kurios efektinė dielektrinė ir magnetinė skvarbos artimos nuliui, dispersinės charakteristikos. *39-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija*, Vilnius.
- Bubnelis, A. 2012. Tuščiavidurių silicio karbido bangolaidžių dispersinių charakteristikų tyrimas. 15-toji Lietuvos jaunųjų mokslininkų konferencija „Mokslas – Lietuvos ateitis“, Vilnius.
- Bubnelis, A., Nickelson L. 2012. Main and higher mode absorption dependencies of open semiconductor plasma waveguide on the percentage of heavy holes. *META'12, the 3rd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics*, Paryžius, Prancūzija.
- Nickelson, L.; Bubnelis, A.; Ašmontas S. 2012. Phase constant peculiarities of cylindrical zero-index anisotropic metamaterial waveguide, *META'12, the 3rd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics*, Paryžius, Prancūzija.
- Bubnelis, A.; Nickelson, L.; Baškys, A.; Navickas, R. 2012. Dispersion dependencies of circular hollow-pipe SiC waveguide on the inner radius

- and temperature, *MIKON 2012, 19th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications*, Varšuva, Lenkija.
- Bubnelis, A.; Nickelson, L.; Martavičius, R. 2012. Semiconductor plasma rod attenuation dependencies of modes on the concentration of light and heavy holes, *MIKON 2012, 19th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications*, Varšuva, Lenkija.
 - Bubnelis, A.; Nickelson, L. 2012. Numerical investigation of gyroelectric and isotropic layered semiconductor cylindrical waveguide structures, *13th Belarusian Lithuanian Workshop “Microwave and optoelectronic systems”*, Minskas, Baltarusija.
 - Bubnelis, A.; Nickelson, L.; Ašmontas, S. 2013. Main and higher modes’ electromagnetic field analysis of the absorbing onion-like carbon tube waveguides, *15th International Symposium on Ultrafast Phenomena in Semiconductor*, Vilnius.
 - Bubnelis, A. 2014. Electrodynamical investigation of circular layered waveguides, *Atvira elektros, elektronikos ir informatikos mokslų konferencija – eStream 2014*, Vilnius.

Disertacijos struktūra

Disertaciją sudaro įvadas, keturi skyriai, bendrosios išvados, literatūra ir šaltiniai, autoriaus publikacijų disertacijos tema sąrašas ir santrauka anglų kalba.

Darbo apimtis yra 133 puslapiai, tekste panaudotos 34 numeruotos formulės, 72 paveikslai ir 4 lentelės. Rašant disertaciją buvo panaudoti 93 literatūros šaltiniai.

Bangolaidinių darinių medžiagų apžvalga

1.1. Šiuolaikinių medžiagų taikymas mikrobangų įtaisuose

Pastaraisiais metais intensyviai vystoma telekomunikacijų, saugos sistemų, karinė ir kosminė technologijos reikalauja vis įvairesnių mikrobangų elektronikos įtaisų, kurių veikimas grindžiamas subtilesnių fizikinių efektų panaudojimu. Dėl to šiuolaikiniams įtaisams ir jų funkciniais elementams keliama daugiau ir griežtesnių reikalavimų. Greta seniai įprasto siekio mažinti įtaisų matmenis ir didinti jų atliekamų funkcijų skaičių pasidarė svarbios charakteristikos tokios kaip atsparumas radiacijai, rūgščių ar kitų agresyvių chemikalų poveikiui, gebėjimas dirbti esant dideliems slėgiams ar plačiuose režiuose kintant temperatūrai (Itatani *et al.* 2001). Patenkinti mikrobangų įtaisams keliamus reikalavimus nepakanka natūralių medžiagų, čia itin plačiai taikomos dirbtinai sukurtos medžiagos, turinčios reikalingas fizikines savybes, kurių populiariausios klasės yra keramikos (Kamba *et al.* 2000), metamedžiagos (Nickelson *et al.* 2012), spininiai stiklai (Banys *et al.* 2002). Netgi įprastos konstrukcijos įtaisai, pagaminti iš kitokių medžiagų, gali pasižymėti iš principo kitokiomis savybėmis, naudingomis technikoje. Dėl to pastaraisiais metais kuriant elektronikos įtaisy pirmame plane

atsiduria medžiagų charakteristikų dinamika (lankstumas) keičiant kontroliuojamus parametrus tokius kaip signalo dažnis, temperatūra, apšviestumas, slėgis ir kita. Tai kartu yra priežastis iš naujo peržiūrėti, patikrinti ir plėtoti elektromagnetinio lauko sąveikos su sudėtingos formos kūnais iš įvairių savybių medžiagų teorinio tyrimo metodus. Kai kurie autoriai medžiagas, naudojamas ekstremaliomis sąlygomis dirbančiuose įtaisuose, siūlo vadinti ekstremalių terpių medžiagomis (angl. *extreme environmental materials*), tuo pažymint jų išskirtines savybes. Tokį teiginį darbuose apie ultra aukštose temperatūrose dirbančias keramikas išsako (Wuchina *et al.* 2007, 2014; Cheng *et al.* 2014). Pažymėtinos naujų medžiagų kūrimo ir tyrimo problemoms skirtos konferencijos ECI (angl. *Engineering Conferences International*).

Intensyvi kosmoso misijų plėtra skatina sudėtingesnių didelės galios, aukštos temperatūros elektroninių sistemų kūrimą ir tobulinimą. Ekstremalios tokių įtaisų eksploatacijos sąlygos reikalauja specialių mikrobanginių bangolaidinių elementų savybių plačiame temperatūrų diapazone (Alberta *et al.* 2005). Siekiant išplėsti mikrobangų įtaisų galimybes, taikomos naujos kompozitinės medžiagos, pasižyminčios didele dispersija ir slopinimu (Sawamura *et al.* 2009; Takeuchi *et al.* 2005). Itin populiarius ekstremalių terpių medžiagos pavyzdys ir kartu intensyvių tyrimų objektas yra silicio karbidas (SiC), kurio taikymų sritis sparčiai plečiasi. Pasaulyje jau naudojami SiC pagrindu sukurti efektyvūs įtaisai, skirti didelės galios signalų perdavimui ir keitimui. Čia galima paminėti jungiklius, diodus su Šotki (angl. *Schottky*) barjeru, dirbančių su įtampomis iki 600 V, keitiklius, jutiklius, perdavimo linijas, dalelių detektorius ir t. t. (Agarwal *et al.* 2006). Išskirtinis dėmesys SiC ir jo pagrindu sukurtiems įtaisams gyvuoja todėl, kad ši medžiaga turi plačią draustinę juostą (~6 eV). SiC atsparus elektriniam pramušimui, iš jo pagamintais įtaisais gali būti perduodami didelės (virš 50 kW) galios signalai (Xu *et al.* 2011). Taip pat ši medžiaga išsaugo savo fizikines savybes esant stipriai radiacijai ir aukštai temperatūrai. SiC išlieka atsparus rūgštims ir ištirpusioms druskoms iki 800° C temperatūros (Vashishath *et al.* 2008). Tokių savybių dėka įtaisai iš SiC gali būti tankiai išdėstyti, kas svarbu kuriant integrinius grandynus. Įtaisuose, skirtuose dirbti ekstremaliomis sąlygomis, SiC dažniausiai negali būti pakeistas tradicinėmis puslaidininkinėmis medžiagomis Si ir Ge pagrindu. Todėl jutikliai, dirbantys kalnakasyboje naudojamuose gręžimo įrenginiuose, vidaus degimo ir reaktyvinių variklių degimo kamerose, cheminiuose reaktoriuose dabar dažniausiai gaminami iš keramikų SiC pagrindu. Iš SiC galima gaminti ir elementarius bangų elektronikos įtaisus: apie vienamodžio bangolaidžio iš SiC ir bangos slopimo koeficiento matavimų rezultatus publikuota (Pandraud *et al.* 2007). Darbai apie SiC bangolaidžių teorinį ar eksperimentinį tyrimą pasirodo retai. Žemiau paminėsime svarbiausius iš jų.

Iš 4H švarumo klasės pusiau izoliatoriaus SiC ir 6H švarumo klasės skylinio laidumo SiC pagamintų mikrobangų perdavimo linijų charakteristikų priklausos-

mybės nuo temperatūros ir dažnio pateiktos (Ponchak *et al.* 2004) darbe. Sudėtinga techninė problema yra matuoti slėgio fluktuacijas reaktyvinių ir turbininių variklių degimo kamerose jų darbo metu. Pjezoelektrinio keitiklio charakteristikų priklausomybė nuo temperatūros analizuojama (Okojie *et al.* 2006) darbe. Stačiakampio strypo iš SiC bangolaidinės savybės išnagrinėtos straipsnyje (Zhang *et al.* 2003). Įtaisai, dirbantys chemiškai agresyvioje aplinkoje aukštoje temperatūroje, turi būti chemiškai stabilūs, atsparūs deformacijoms, ėsdinimui ir dilimui. SiC išskirtinis mechaninis ir cheminis atsparumas yra labai naudingos savybės konstruojant mikrobangų įtaisus, skirtus dirbti dujų turbinose, stūmokliniuose vidaus degimo varikliuose, šilumokaičiuose, atvirame kosmose.

SiC bangolaidžio panaudojimą mikrobangų absorberio vaidmenyje tyrė (Sawamura *et al.* 2009).

Medžiagos atsparumą radiacijai apsprendžia, visų pirma, tai, kaip greitai atstatato medžiagos mikroskopinė sandara, pažeista švitinimo. Kaip šis procesas vyksta SiC tyrė (Zhang *et al.* 2012). Viena šiuolaikinių mikroelektronikos tendencijų yra plėtoti taikymus kompozicinių medžiagų, pasižyminčių didele dispersija ir nuostoliais, kad išleidžia reikšmingai išplėsti mikrobangų įtaisų galimybes (Takeuchi *et al.* 2005; Sawamura *et al.* 2009).

Itin plačiai elektronikoje taikomos dirbtinės keramikų klasės medžiagos, pasižyminčios daugeliu naudingų savybių. Feroelektrinių keramikų šeima, vadinama dipoliniais stiklais, pastarąjį dešimtmetį sulaukė ypatingo tyrėjų dėmesio dėl išskirtinių elektrinių savybių (Busiello 2012; Banys *et al.* 2002; Choi *et al.* 2000). Ekstremalios veikimo sąlygos, kuriomis dirba naujoviški prietaisai, gali kelti specifinius reikalavimus bangolaidiniams įtaisams, kai prietaisai turi veikti tiek labai žemose temperatūrose, tiek plačiame temperatūrų intervale, kaip aprašyta darbe (Alberta 2005). Pažymėtina, kad iš dipolinio stiklo pagamintų įtaisų elektrinės savybės gali būti valdomos keičiant temperatūrą labai plačiame temperatūrų intervale – nuo -143°C iki $+220^{\circ}\text{C}$ (Wei *et al.* 2015). Dielektrinės spektroskopijos metodais tirtų dipolinių stiklų ir relaksorių tyrimų rezultatai pateikti straipsnyje (Banys *et al.* 2009) darbe. Pažymėtina, kad čia pateikti tirtų medžiagų dipolinės relaksacijos trukmių pasiskirstymai dažnių ruože nuo 10 Hz iki 1 THz, gauti apdorojus matavimų rezultatus.

Specialios paskirties stiklai vaidina svarbų vaidmenį įvairiose mokslo ir pramonės srityse. Pastaraisiais metais, šioms medžiagoms yra randama naujų taikymo galimybių elektronikos, telekomunikacijų, biomedicinos srityse.

Pavyzdžiui, mišrūs kristalai $\text{Rb}_{1-x}(\text{ND}_4)_x\text{D}_2\text{PO}_4$ [DRADP-x] įgyja dipolinio stiklo fazę žemoje temperatūroje kai maišymo koncentracija x tarp feroelektriko RbD_2PO_4 ir antiferoelektriko $\text{ND}_4\text{D}_2\text{PO}_4$ yra intervale $0,3 \leq x \leq 0,7$. Tai yra viena išsamiausiai išnagrinėtų dipolinio stiklo sistemų (Choi *et al.* 2000). Šios medžiagos savybės buvo eksperimentiškai ištirtos ir Vilniaus universiteto mokslininkų (Banys *et al.* 2002).

Taip pat keramikų klasei priklausančios medžiagos, vadinamos relaksoriais, pasižymi didele dispersija, stipria dielektrinės skvarbos priklausomybe nuo temperatūros ir didelėmis poliarizacijos relaksacijos trukmėmis. Stipri dielektrinės skvarbos dispersija tipiniuose relaksoriuose stebima plačiame dažnių ruože, apimančiame ne tik mikrobangų, bet ir infraraudonąją spektro sritį (Kamba *et al.* 2000). Feroelektrikai (dažnai dar vadinami segnetoelektrikais) turi savybę spontaniškai elektrizuotis. Tokių medžiagų tūrio vieneto elektrinį dipolinį momentą galima keisti išoriniu elektriniu lauku. Elektrinio lauko stiprio fluktuacijos medžiagoje yra susijusios su mechaniniais įtempimais, todėl relaksoriams būdingas stiprus pjezoelekto reiškinys. Pjezoelektrinės relaksorių savybės nagrinėjamos darbe (Pirc *et al.* 2012).

Apskritojo skerspjuvio bangolaidžiai yra tiriami jau daugelį metų. Jie yra ypatingi savo geromis elektrodinaminėmis savybėmis, pasižymi dideliu plačiajuostiškumu (lyginant su metaliniais bangolaidžiais ar stačiakampio skerspjuvio dielektriniais bangolaidžiais), plačiai taikomi kuriant mikrobangų įtaisus ar kietojo kūno elektronikos įtaisus. Mokslininkai ir inžinieriai atlieka tyrimus ir kuria naujas medžiagas, pasižyminčias ypatingomis savybėmis, kurias galima pritaikyti mikrobangų elektronikoje (Daskevic *et al.* 2009; Pomarnacki *et al.* 2010; Nickelson *et al.* 2009a; Nickelson *et al.* 2008).

Tuščiaviduriai nemetaliniai bangolaidžiai yra plačiai taikomi, kuriant tokius daugiafunkcinius įtaisus kaip lazerinės sistemos, greitintuvai. Vienas iš tuščiavidurių bangolaidžių privalumų yra galimybė perduoti didelę lazerinio spinduliavimo galią. Tuščiaviduriai bangolaidžiai naudojami medicinoje ir pramonės įrenginiuose. Jie naudojami chirurginių operacijų metu, perduodant CO₂ lazerio spinduliavimą, ar perduodant elektromagnetinius signalus plačiajuostės spektroskopijos ar radiometrijos tyrimams (Harrington 2000).

Tokie bangolaidžiai gali būti naudojami naujos kartos elektronikos įtaisuose cilindro formos MOSFET tranzistorių kanaluose. Yra žinoma, kad GAA (angl. *gate-all-around*) cilindrinį MOSFET darinių savybės labai priklauso nuo vidinio cilindro spindulio. Pagrindinė bangolaidinė terpė tokiuose įtaisuose yra tuščiaviduris puslaidininkinis cilindras (Jeong *et al.* 2009). Tuščiaviduriai nemetaliniai bangolaidžiai gali būti naudojami kaip temperatūros jutikliai (Bendada *et al.* 2003), paprastos bangolaidinės perdavimo linijos (Wilson *et al.* 1987; Lai *et al.* 2010) arba įvairių dujų ar skysčių talpyklos, suteikiančios bangolaidžiui papildomų savybių, pvz., mažesni EM bangų sklaidimo nuostoliai.

Puslaidininkinė medžiaga, patalpinta išoriniame nuolatiniam magnetiniame lauke, yra vadinama magnetiškai aktyvia puslaidininkio plazma arba giroelektrine medžiaga. Elektromagnetinių (EM) bangų sklaidimas neapribotoje magnetiškai aktyvioje puslaidininkio plazmoje yra ištirtas darbuose (Palik *et al.* 1970; Baynham 1968). EM bangų sklaidimas metaliniuose, magnetiškai aktyvia plazma užpildytuose bangolaidžiuose buvo nagrinėjamas darbuose (Prati 2003; Liu *et al.*

2000). Atvirųjų (be metalinio ekrano) bangolaidžių tyrimui yra skiriama nedidelė dalis darbų. Šis skyrius yra skirtas tokių bangolaidžių tyrimui.

Magnetiškai aktyvios puslaidininkių plazmos bangolaidžių pagrindu yra kuriami tokie mikrobangų įtaisai kaip fazės keitikliai, modulatoriai, filtrai, jungikliai, konverteriai (Sujuki *et al.* 2003; Eden *et al.* 2005; Iqbal *et al.* 2001; Nickelson *et al.* 2007). EM bangų silpimas ir fazė šiuose įtaisuose gali būti valdomi išoriniu nuolatinio magnetinio lauku arba optiškai. Magnetiškai aktyvūs puslaidininkiniai bangolaidžiai taip pat yra naudojami kuriant optoelektronikos, plazmoninius įtaisus ir lazerius (Ballato *et al.* 2011; Hubers *et al.* 2005).

EM bangos fazės koeficiento, atvirose cilindrinuose bangolaidžiuose, priklausomybė nuo dažnio yra pateikta darbuose (Iqbal *et al.* 2001; Nickelson *et al.* 2009a; Mališauskas *et al.* 2010). Tuose darbuose nebuvo nagrinėjama nuostolių priklausomybė bangolaidžiuose.

Šioje disertacijoje tiriami cilindrinų bangolaidžių modeliai iš skylinio laidumo germanio (*p*-Ge), patalpinto išoriniame magnetiniame lauke, lygiagrečiame bangolaidžio ašiai. Krūvininkai puslaidininkyje, esant pastoviam magnetiniam laukui, gali būti traktuojami kaip magnetiškai aktyvi plazma, o tokia terpė pasižymi girotropinėmis savybėmis. Elektromagnetinių bangų sklaidimą neapribotoje magnetiškai aktyvioje plazmoje tyrė (Palik *et al.* 1970; Baynham *et al.* 1968). Bangų sklaidimą apvaliajame metaliniame bangolaidyje, užpildytame magnetiškai aktyvia plazma, įvairiomis sąlygomis ištyrė (Ivanov *et al.* 1989; Liu *et al.* 2000). Bangolaidžių, užpildytų magnetiškai aktyvia plazma, pagrindu dirba mikrobangų įtaisai tokie kaip fazės keitikliai, modulatoriai, jungikliai, filtrai (Sujuki *et al.* 2003). Įvairios paskirties įtaisai su magnetiškai aktyvia plazma naudojami optoelektronikoje, plazmonikoje, lazerinėje technikoje (Ballato *et al.* 2011; Hubers *et al.* 2005). Tik keliuose darbuose bangų sklaidimas magnetiškai aktyvioje plazmoje atvirose bangolaidžiuose nagrinėtas atsižvelgiant į nuostolius plazmoje. Darbe (Plonis 2014) nagrinėjami girotropinių bangolaidžių modeliuose sklindančių elektromagnetinių bangų charakteristikos bei šių modelių taikymo galimybės.

OLC (angl. *onion-like carbon*) medžiaga pasižymi savybėmis, kurios skiriasi nuo kitų karbidų nanostruktūrų (tokių kaip grafitas ar nanovamzdeliai), dėl savo struktūros simetrijos. Medžiagą sudaro sferinio pavidalo uždari koncentriniai karbido sluoksniai (literatūroje vadinami lukštais), kurių topologija primena perpjauto svogūno sluoksnius. OLC medžiagą galima apibūdinti kaip fullerenų lukštus, pasižyminčius tokiomis elektrofizinėmis savybėmis kaip lengvumas, didesnis efektyvus paviršiaus plotas, geros adhezinės savybės, terminis stabilumas (Wu *et al.* 2011; Bokova *et al.* 2013; Wang *et al.* 2011; Langlet *et al.* 2008). Medžiaga gali turėti didesnę laidumą, geras talpines savybes ir EM spinduliavimo ekranavimo charakteristikas. OLC gali būti taikoma kaip spinduliavimą sugerianti medžiaga radaruose, tokiuose įtaisuose kaip kuro elementai ar optiniai

ribotuvai (Wang *et al.* 2011; Langlet *et al.* 2008; Macutkevicius *et al.* 2009; Bychanok *et al.* 2009). Yra perspektyvų plėtoti įvairius prietaisus, kurių pagrindą sudaro OLC medžiagos (Kuzhir *et al.* 2012; Wang *et al.* 2013; Ganesh *et al.* 2011).

Yra atlikta daug šiuolaikinės OLC medžiagos eksperimentinių tyrimų ir jų pagrindu sukurta naujoviškų įtaisų, veikiančių plačiame dažnių diapazone, nuo dešimčių hercų iki šimtų terahercų infraraudonajame diapazone (0,3–430 THz). Intensyvūs šios medžiagų sintezės ir pramoninio taikymo tyrimai tęsiasi pastaruosius du dešimtmečius.

Pastarąjį dešimtmetį daugelio specialistų dėmesį patraukė metamedžiagų, kurių lūžio rodiklis yra lygus arba artimas nuliui, eksperimentiniai ir teoriniai tyrimai. Metamedžiagos tyrėjamas yra įdomios tuo, kad pasižymi neįprastomis charakteristikomis ir įvairiais anomaliais efektais. Nulinio lūžio rodiklio (NLR) metamedžiagos gali turėti artimą nuliui santykinę dielektrinę skvarbą (angl. *epsilon-near-zero* (ENZ)) ir/arba nuliui artimą santykinę magnetinę skvarbą (angl. *mu-near-zero* (MNZ)) prie tam tikrų dažnių. Tokios metamedžiagos taikomos įvairiuose bangolaidiniuose įtaisuose, siekiant tiksliai suderinti banginę varžą tarp dviejų bangolaidžių, pagerinti EM bangų perdavimą ir bangolaidžio charakteristikas lenkimo vietoje ir kt. Metamedžiagos leidžia valdyti antenos spinduliuojamų bangų frontą ir pagerinti jos kryptingumą. Bangolaidžiuose iš NLR medžiagos gali būti stebimas super tuneliavimo efektas. ENZ metamedžiagų taikymas leidžia sumažinti bangolaidžio matmenis, galima formuoti dažniams selektyvius paviršius (Lopez-Garcia *et al.* 2011; Luo *et al.* 2011; Bai *et al.* 2010; Wang *et al.* 2010; Oraizi *et al.* 2009). Valdomus įtaisus, tokius kaip moduliatoriai, fazės sukikliai, ekranai ir kt. galima kurti naudojant anizotropines metamedžiagas (Liu *et al.* 2011).

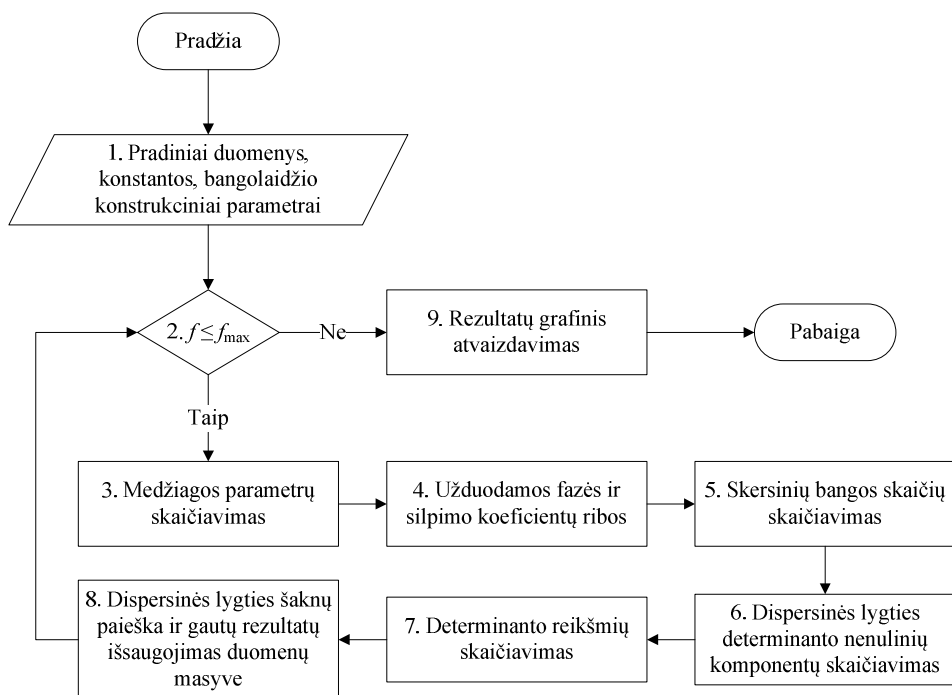
Technologinis metamedžiagų taikymo potencialas, kuriant naujus įtaisus, yra daug žadanti alternatyva, teikianti vilčių įveikti šiuolaikinių technologijų apribojimus. Dirbtinai sukurtos (nenatūralios) medžiagos, pasižyminčios neįprastomis elektrofizinėmis savybėmis, vis plačiau taikomos kuriant aukšto dažnio įtaisus. Vis dažniau metamedžiagos naudojamos tokiuose įtaisuose kaip antenos, radarai, EM bangas sklaidantys dariniai, bangolaidžiai, maskavimo įtaisai (Liznev *et al.* 2010; Qiu *et al.* 2008; Vafi *et al.* 2008; Wen *et al.* 2012).

Norint sukurti naują mikrobangų įtaisą, būtina žinoti pagrindines elektrodinamines metamedžiagų struktūrų (sudarantių įtaiso pagrindą) charakteristikas. Mokslinėje literatūroje trūksta darbų apie EM laukų pasiskirstymą bei fazines charakteristikas bangolaidžiuose ir struktūrose iš metamedžiagų (Wang *et al.* 2006; Nickelson *et al.* 2009b).

1.2. Bangolaidinių darinių analizės bendrasis algoritmas

Šiame poskyryje pristatomas disertacijos autoriaus sukurtos programos bendrasis algoritmas ir jo testavimo rezultatai. Bangolaidinių darinių tyrimams sukurtos skaičiavimo programos algoritmas pateiktas 1.1 paveiksle. Algoritmą sudaro 9 žingsniai:

1. Pirma yra užduodami bangolaidžio konstrukciniai parametrai (išorinio R bei vidinio r spindulių vertės), konstantos (c , ε_0 , μ_0) ir kt. pradiniai duomenys, pvz. pradinis dažnis f_0 , išorinio magnetinio lauko indukcija, medžiagų parametrai ir t. t.
2. Pradedamas pagrindinis skaičiavimo ciklas. Skaičiavimai atliekami prie fiksuoto dažnio, pradedant nuo $f=f_0$. Naujo ciklo pradžioje dažnio vertė inkrementuojama nustatytu žingsniu $f=f+\Delta f$. Ciklas kartojamas tol, kol yra pasiekiamas paskutinis nustatyto diapazono dažnis f_{\max} .
3. Skaičiuojamos bangolaidžio medžiagos santykinė dielektrinė $\underline{\varepsilon}_r = \varepsilon' + i\varepsilon''$ ir santykinė magnetinė $\underline{\mu}_r = \mu' + i\mu''$ skvarbos. Sluoksniuoto bangolaidžio atveju, medžiagų parametrai skaičiuojami kiekvienam sluoksniui.
4. Užduodami bangų fazės h' ir silpimo h'' koeficientų reikšmių intervalai ir kitimo žingsniai.
5. Skaičiuojami kompleksiniai skersiniai bangų skaičiai $\underline{k}_\perp^{(1)}$, $\underline{k}_\perp^{(2)}$, $\underline{k}_\perp^{(3)}$ kiekvienam bangolaidžio sluoksniui.
6. Cilindrinių Beselio, Neumano ir Hankelio funkcijų bei dispersinės bangolaidžio lygties determinanto nenulinių komponentų (d_{11} , d_{13} , ..., d_{88}) skaičiavimas.
7. Skaičiuojamos determinanto reikšmės kiekviename kompleksinio paviršiaus $\underline{\Delta}(h, f)$ taške.
8. Ieškomos fazės bei silpimo koeficientų vertės $\underline{h} = h' - ih''$, prie kurių dispersinės lygties determinantas artėja į nulį $\underline{\Delta}(h, f) \rightarrow 0$. Prie konkretaus dažnio f surastos lygties šaknys išsaugomos tolesniam rezultatų apdorojimui.
9. Atlikus skaičiavimus visame nustatytame dažnių diapazone, grafiškai vaizduojamos bangolaidyje sklindančių bangų fazės $h'(f)$ bei silpimo $h''(f)$ priklausomybės nuo dažnio.

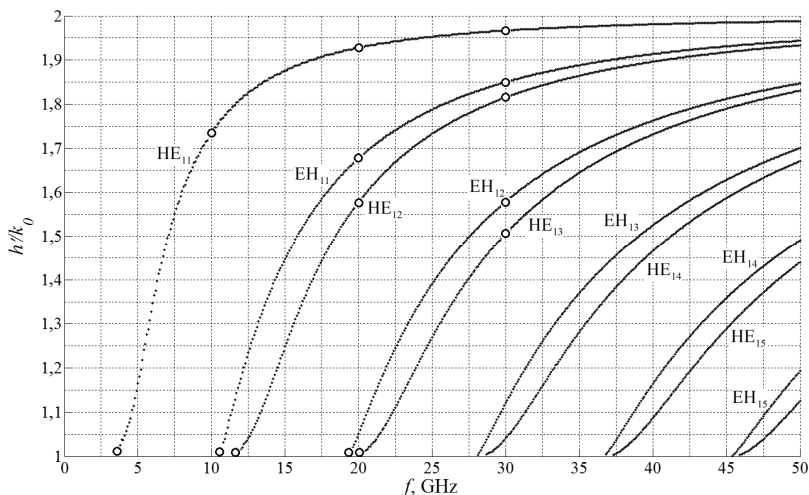


1.1 pav. Bangolaidžių modelių tyrimo programos algoritmo schema

Fig. 1.1. Diagram of the calculation algorithm by the program for investigations of waveguide models

Sukurta programa buvo testuojama skaičiuojant izotropinius dielektrinius, girotropinius puslaidininkinius, feritinius ir iš metamedžiagos sudarytus bangolaidžių modelius. Skaičiavimų rezultatai palyginti su kitų autorių skaičiavimais. Žemiau pristatomi kelių bangolaidžių modelių testavimo rezultatai.

1.2 paveiksle pavaizduotos atvirojo cilindrinio bangolaidžio, pagaminto iš dielektriko, normuoto fazės koeficiento h'/k_0 priklausomybės nuo dažnio f , dažnių diapazone nuo 5 iki 50 GHz. Bangolaidžio medžiagos parametrai ir spindulio dydis paimti iš literatūros (Kim 2004). Dielektriko santykinė dielektrinė skvarba $\epsilon_r = 4$, santykinė magnetinė skvarba $\mu_r = 1$. Bangolaidžio azimutinės simetrijos indeksas $m = 1$, o spindulys $R = 10$ mm. Apskritimais pažymėti duomenys iš literatūros (1.2 pav.). Matome, kad pagrindinio HE_{11} ir aukštesnių bangos tipų fazinių charakteristikų skaičiavimai tiksliai sutampa su autoriaus (Kim 2004) pateiktais rezultatais.

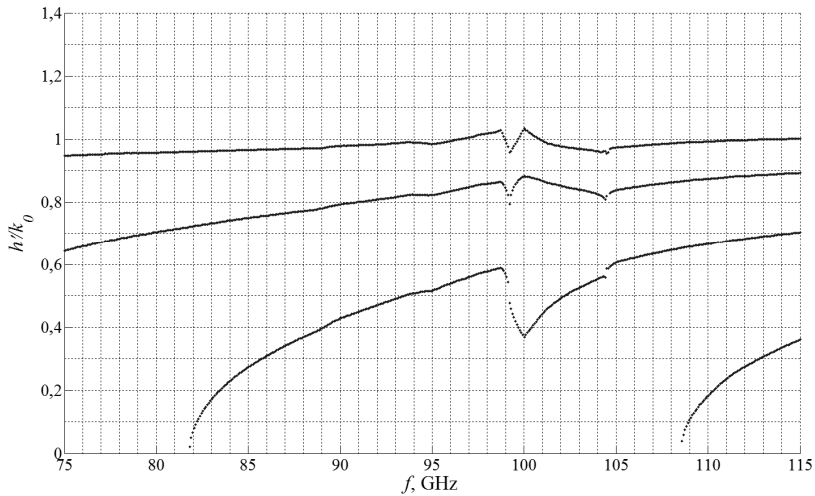


1.2 pav. Cilindrinio dielektrinio bangolaidžio fazinių charakteristikų palyginimas

Fig. 1.2. Comparison of phase characteristics of cylindrical dielectric waveguide

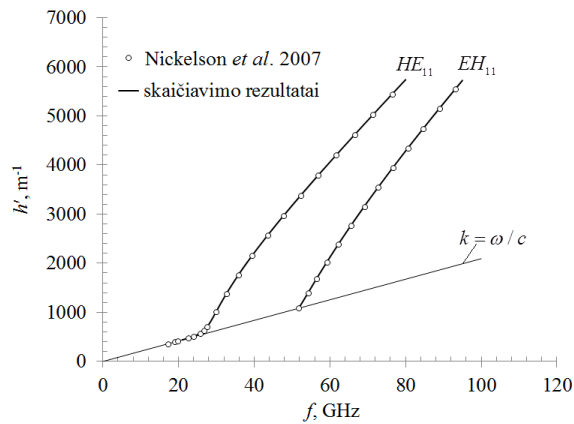
Tuščiavidurio bangolaidžio, apsupto begalinio metamedžiagos sluoksnio, fazinių charakteristikų skaičiavimo rezultatai pateikti 1.3 paveiksle. Bangolaidžio oro tarpo spindulys $R = 3$ mm. Kaip matome, tokiam bangolaidyje gali sklisti keturių tipų bangos. Kadangi normuotas fazės koeficientas $h/k_0 < 1$, tokiam bangolaidyje sklinda taip vadinamos greitosios bangos. Nėra pateikta pagrindinio ir pirmo aukštesnio bangos tipų krizinių dažnių, kadangi nėra duomenų apie nagrinėtos metamedžiagos elektrodinaminius parametrus žemesniuose dažniuose. Skaičiavimų rezultatai sutampa su literatūroje (Nickelson *et al.* 2008) pateiktais duomenimis.

Girotropinio bangolaidžio modelis buvo testuojamas, skaičiuojant feritinių bei puslaidininkinių (n -InSb, p -Ge) bangolaidžių fazines charakteristikas be nuostolių ir įvertinant nuostolius bangolaidžio medžiagoje. Bangolaidžio modelio iš neįmagnetinto ferito fazinių charakteristikų skaičiavimo ir palyginimo rezultatai pateikti 1.4 paveiksle.



1.3 pav. Tuščiaidurio bangolaidžio iš metamedžiagos normuotos fazinės charakteristikos

Fig. 1.3. Normalized phase characteristics of the metamaterial hollow-core waveguide



1.4 pav. Neįmagnetinto feritinio bangolaidžio fazinių charakteristikų palyginimas

Fig. 1.4. Comparison of phase characteristics of non-magnetized ferrite waveguide

Ištisinės kreivės vaizduoja $R = 1$ mm spindulio bangolaidyje sklindančių pagrindinio HE_{11} ir pirmo aukštesnio EH_{11} tipo bangų fazinių charakteristikų skaičiavimo rezultatus dažnių diapazone nuo 10 iki 100 GHz. Taškai atitinka duomenis iš literatūros (Nickelson *et al.* 2007). Santykinis skaičiavimų ir literatūros duomenų skirtumas sudaro < 1 %.

1.3. Pirmojo skyriaus išvados ir disertacijos uždavinių formulavimas

Apžvelgus šiuolaikines, elektromagnetinę spinduliuotę sugeriančias medžiagas ir aptarus jų pagrindines savybes bei taikymo sritis, padarytos tokios išvados:

1. Silicio karbidas, fullereno lukštų pavidalo karbidas (OLC), dipoliniai, spininiai ar kt. stiklai, puslaidininkinės medžiagos bei įvairios naujos metamedžiagos plačiai taikomos šiuolaikiniuose elektronikos įtaisuose.
2. Šių medžiagų pagrindu galima kurti įvairius bangolaidinius įtaisus: fazės keitiklius, modulatorius, silpnintuvus ir kt.
3. Sukurti bangolaidinių darinių tyrimų algoritmai buvo patikrinti skaičiuojant dielektrinių, feritinių bei metamedžiaginių bangolaidžių charakteristikas. Sukurtų programų patikros rezultatai tiksliai sutapo su kitų autorių skaičiavimais.
4. Bangolaidiniai dariniai iš skyriuje apžvelgtų medžiagų yra mažai ištirti. Taikant sukurtus bangolaidinių darinių modelių tyrimo algoritmus galima elektrodinamiškai tirti tuščiavidurius bei sluoksniuotus apskritojo skerspjūvio bangolaidinius darinius, įvertinant EM bangų silpimą bangolaidžio medžiagoje.
5. Tikslinga ištirti bangolaidinių darinių modelius, sudarytus iš skyriuje apžvelgtų medžiagų, siekiant rasti šioms medžiagoms naujų taikymo galimybių įvairiuose mikrobangų įtaisuose.

Darbo tikslui pasiekti reikia išspręsti šiuos uždavinius:

1. Rasti Maksvelo lygčių sprendinius, tenkinančius ribines sąlygas, atvirajam apskritojo skerspjūvio izotropiniam bangolaidžiui, sudarytam iš medžiagų, pasižyminčių didele EM spinduliavimo sugertimi, neigiama ar artima nuliui dielektrine, ar magnetine skvarbomis, anomalio dispersija.

2. Rasti Maksvelo lygčių sprendinius, tenkinančius ribines sąlygas, atvirajam apskritojo skerspjūvio giroelektriniam bangolaidžiui, įvertinant skirtingų rūšių krūvininkų koncentracijos puslaidininkinėje plazmoje įtaką.
3. Apskaičiuoti elektrinių ir magnetinių laukų stiprius skersiniame ir išilginiame bangolaidžio pjūviuose, vizualiai parodyti šių laukų struktūras.
4. Remiantis atliktų tyrimų rezultatais ir aptiktais efektais pasiūlyti bangolaidinio modulatoriaus konstrukciją.

Izotropinių sluoksniuotų bangolaidžių skaitiniai tyrimai

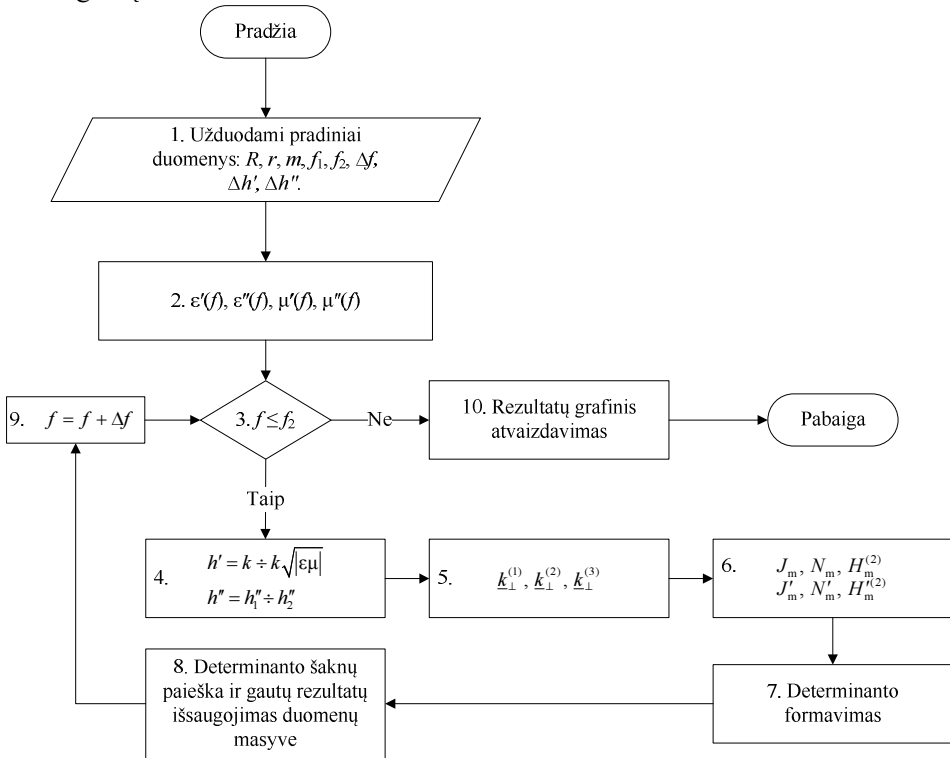
Skyriuje elektrodinamiškai tiriami bangolaidžių modeliai, sudaryti iš tokių medžiagų kaip SiC (silicio karbidas), dipolinis stiklas, OLC (angl. *onion-like carbon*). Nagrinėjami apskritojo skerspjūvio formos sluoksniuoti ir tuščiaaviduriai bangolaidiniai dariniai.

Tyrimų rezultatai gauti autoriaus sukurta kompiuterine skaičiavimo programa, kuri leidžia tirti pagrindinio ir aukštesnio tipo EM bangas. Pristatomos bangolaidinių hibridinių (EH_{mn} , HE_{mn}) bangų fazinės charakteristikos ir elektrinių bei magnetinių laukų pasiskirstymai tiriamų bangolaidžių skersiniame ir išilginiame pjūviuose.

Skyriaus tematika paskelbti keturi straipsniai (Ašmontas *et al.* 2010; Bubnelis *et al.* 2012c; Nickelson *et al.* 2012b; Nickelson *et al.* 2014) ir vienas Lietuvos patentas (patento Nr. 6035).

2.1. Izotropinių bangolaidžių modelių tyrimo algoritmas

Šiame poskyryje pateiktas izotropinių bangolaidinių darinių fazinių bei silpimo charakteristikų skaičiavimo programos algoritmas (2.1 pav.). Algoritmą sudaro 10 žingsnių:



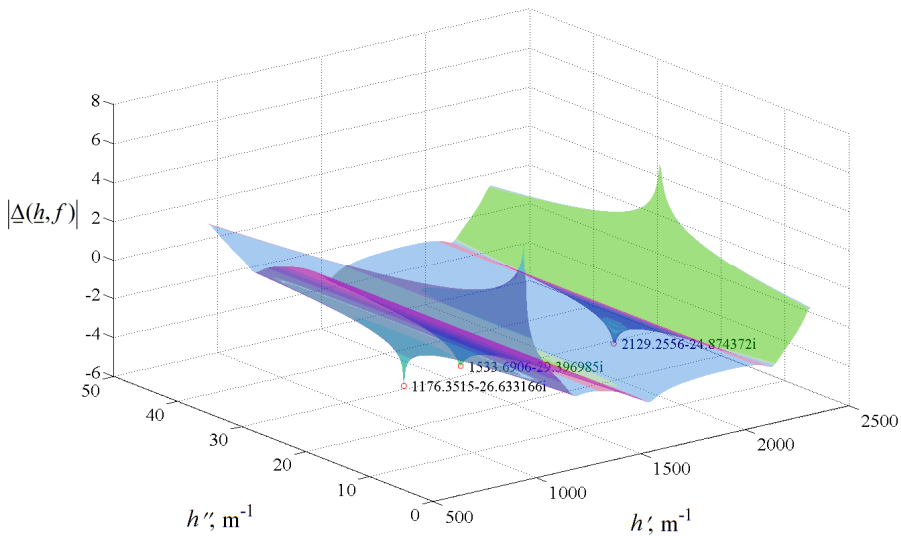
2.1 pav. Sluoksniuotų izotropinių bangolaidžių modelių tyrimo programos algoritmo schema

Fig 2.1. Diagram of the calculation algorithm by the program for investigations of isotropic layered waveguide models

1. Užduodami pradiniai duomenys: bangolaidžio sluoksnių skaičius; vidinio r ir išorinio R spindulių dydžiai; ieškomos bangos simetrija m ; dažnių diapazonas $f_1 \div f_2$, bei žingsnis Δf ; fazės ir silpimo koeficientų skaičiavimo žingsniai, atitinkamai $\Delta h'$ ir $\Delta h''$.

2. Skaičiuojamos medžiagos santykinės dielektrinės ir magnetinės skvarbų realios ir menamos dalių priklausomybės nuo dažnio, $\varepsilon'(f)$, $\varepsilon''(f)$, $\mu'(f)$, $\mu''(f)$.
3. Pagrindinis skaičiavimo ciklas.
4. Fazės koeficiento h' kitimo ribos užduodamos priklausomai nuo ieškomų bangų tipo. Šiame darbe tiriamos tik bangolaidinio tipo EM bangos, kurių fazės koeficientai kinta nuo k iki $k\sqrt{\varepsilon\mu}$. Žemiau šio intervalo gali sklisti ištekančios ir kompleksinės bangos, o virš šio intervalo yra išspinduliuojamos bangos. Čia taip pat užduodamos silpimo koeficiento h'' kitimo ribos, pvz., nuo 0 iki 1000 Np/m.
5. Kiekvienam bangolaidžio sluoksniui skaičiuojami kompleksiniai skersiniai bangų skaičiai $\underline{k}_{\perp}^{(1)}$, $\underline{k}_{\perp}^{(2)}$, $\underline{k}_{\perp}^{(3)}$.
6. Skaičiuojamos cilindrinę funkcijų ir jų išvestinių reikšmės.
7. Apskaičiavę medžiagos elektrodinaminius parametrus, skersinius bangų skaičius bei cilindrinę funkcijų reikšmes prie fiksuoto dažnio f , formuojame sprendžiamos lygčių sistemos determinantą. Skaičiavimuose naudojama analitinė determinanto išraiška, kuri leidžia optimizuoti skaičiavimus. Tokiu būdu, determinanto elementus galima užrašyti matriciniu pavidalu, bei išvengti papildomų ciklų naudojimo programoje. Tai paspartina skaičiavimus ir supaprastina programos kodą.
8. Dispersinės lygties kompleksinės šaknys, bendru atveju, randamos pasinaudojus autoriaus sukurta metodika. Iš pradžių yra suskaičiuojamos determinanto $\underline{\Delta}(\underline{h}, f)$ vertės prie visų kompleksinės išilginės bangos sklidimo konstantos $\underline{h} = h' - ih''$ reikšmių, tam tikrame pasirinktame intervale (4 punktas). Pavyzdžiui, žemiau pateiktame kompleksinių šaknų paieškos pavyzdyje yra pasirinktos h' reikšmės intervale nuo 1200 rad/m iki 4500 rad/m, o h'' reikšmių intervalas yra nuo 0 iki 3500 Np/m. Prie fiksuotos dažnio f vertės yra apskaičiuojamos funkcijos $\underline{\Delta}(\underline{h}, f)$ reikšmės. 2.2 paveiksle pavaizduotame grafike x koordinatė atitinka h' , o y koordinatė atitinka h'' reikšmes, z ašyje atidėta determinanto modulio vertė $|\underline{\Delta}(\underline{h}, f)|$. Taip sudarytas dispersinės lygties determinanto priklausomybės nuo kompleksinės išilginės bangos sklidimo konstantos grafikas yra sudėtingo paviršiaus pavidalo. Dėl plataus galimų determinanto reikšmių diapazono, atidedama ne pati determinanto vertė, o jos dešimtainis logaritmas.

Tokiu būdu suformuotame paviršiuje aiškiai matomos ieškomos dispersinės lygties kompleksinės šaknys, kurios yra staigių, aštrių, kūgio formos minimumų pavidalo. Šiuose taškuose funkcija $\Delta(\underline{h}, f) \rightarrow 0$. Tokia šaknų paieškos metodika leidžia apskaičiuoti nuostolius nagrinėjamuose bangolaidžiuose, kadangi yra surandama kompleksinė išilginės bangos sklaidimo konstantos dedamoji h'' . Ieškomų paviršiaus minimumų koordinatų nustatymui gali būti naudojamos Matlab funkcijos, skirtos paviršiaus ekstremumų paieškai. Pateiktame kompleksinių šaknų paieškos pavyzdyje, kompleksinių šaknų paviršiui sudaryti buvo atlikta apie 280 tūkst. dispersinės lygties determinanto skaičiavimų. Tačiau šiuolaikinė kompiuterinė skaičiavimo technika palyginti greitai (< 30 s) susitvarko su tokiais uždaviniais.



2.2 pav. Dispersinės lygties determinanto priklausomybės nuo kompleksinės išilginės bangos sklaidimo konstantos grafikas

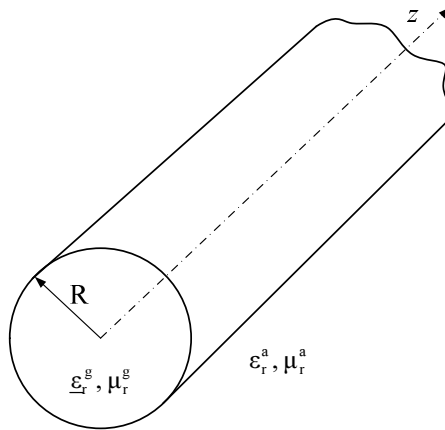
Fig. 2.2. Dependence of dispersion equation determinant by complex longitudinal wave propagation constant

9. Dažnis didinamas 1 punkte pasirinktu žingsniu ir skaičiavimo ciklas kartojamas prie naujo dažnio.
10. Atlikus skaičiavimus visame pasirinktame dažnių diapazone, grafikų pavidalu pateikiamos modeliuojamo sluoksniuoto ar tuščiaavidurio

izotropinio bangolaidžio fazės h' ir silpimo h'' koeficientų priklausomybės nuo dažnio f .

2.2. Dipolinio stiklo bangolaidžių elektrodinaminiai tyrimai

Poskyryje pristatomi atvirojo cilindrinio bangolaidžio, sudaryto iš dipolinio stiklo (2.3 pav.) fazinių bei silpimo charakteristikų tyrimo rezultatai. Nustatoma kaip priklauso bangolaidžio fazinės charakteristikos nuo bangolaidžio spindulio R , medžiagos temperatūros T ir dažnio f .



2.3 pav. Apskritojo cilindrinio dipolinio stiklo bangolaidžio modelis
Fig. 2.3. Model of the circular cylindrical dipolar glass waveguide

Buvo tiriamos bangolaidžio kompleksinio bangos skaičiaus realioji (bangos fazės koeficientas) ir menamoji (bangos silpimo koeficientas) dalys plačiame dažnių diapazone nuo 1 iki 150 GHz.

Tokio elektrodinamikos uždavinio sprendimui buvo taikomos Maksvelo lygtys diferencialinėje formoje:

$$\begin{cases} \nabla \times \underline{E} = -i\omega \mu_r^g \mu_0 \underline{H}, \\ \nabla \times \underline{H} = i\omega \epsilon_r^g \epsilon_0 \underline{E}, \end{cases} \quad (2.1)$$

čia \underline{H} – magnetinio lauko stiprio kompleksinis vektorius, \underline{E} – elektrinio lauko stiprio kompleksinis vektorius. Taikant dalinių sričių metodą, riboms tarp skirtingų bangolaidžio elektrodinaminio modelio sričių yra užrašomos ribinės sąly-

gos. Gretimų bangolaidžio sričių tangentinės elektrinio E_z , E_ϕ ir magnetinio H_z , H_ϕ laukų dedamosios, atitinkamai prilyginamos viena kitai. Pagal Maksvelo lygtis užrašytos išilginės laukų dedamosios išreiškiamos cilindrinėmis funkcijomis (Beselio, Hankelio) kurių argumentas priklauso nuo srities ε ir μ (Nickelson *et al.* 2007).

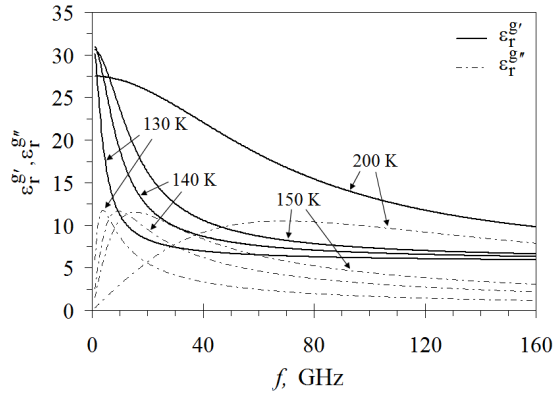
Apskritojo skerspjuvio dielektrinio bangolaidžio dispersinės lygties determinanto Δ analitinė išraiška, bendru atveju, įgyja tokį pavidalą:

$$\begin{aligned} \Delta = & \left(\frac{mh}{(\underline{k}_\perp^a)^2 R} J_m(\underline{k}_\perp^g R) \cdot H_m^{(2)}(\underline{k}_\perp^a R) \right)^2 + \left(\frac{mh}{(\underline{k}_\perp^g)^2 R} J_m(\underline{k}_\perp^g R) \cdot H_m^{(2)}(\underline{k}_\perp^a R) \right)^2 - \\ & - \frac{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r^g \mu_r^g}{(\underline{k}_\perp^g)^2} \left(J'_m(\underline{k}_\perp^g R) \cdot H_m^{(2)}(\underline{k}_\perp^a R) \right)^2 - \frac{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r^a \mu_r^a}{(\underline{k}_\perp^a)^2} \left(J_m(\underline{k}_\perp^g R) \cdot H_m^{(2)}(\underline{k}_\perp^a R) \right)^2 + \\ & + \frac{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r^a \mu_r^g}{\underline{k}_\perp^g \underline{k}_\perp^a} J_m(\underline{k}_\perp^g R) \cdot J'_m(\underline{k}_\perp^g R) \cdot H_m^{(2)}(\underline{k}_\perp^a R) \cdot H_m'^{(2)}(\underline{k}_\perp^a R) + \\ & + \frac{\omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon_r^g \mu_r^a}{\underline{k}_\perp^g \underline{k}_\perp^a} J_m(\underline{k}_\perp^g R) \cdot J'_m(\underline{k}_\perp^g R) \cdot H_m^{(2)}(\underline{k}_\perp^a R) \cdot H_m'^{(2)}(\underline{k}_\perp^a R) - \\ & - 2 \left(\frac{mh}{\underline{k}_\perp^g \underline{k}_\perp^a R} \right)^2 \left(J_m(\underline{k}_\perp^g R) \cdot H_m^{(2)}(\underline{k}_\perp^a R) \right)^2 = 0, \end{aligned} \quad (2.2)$$

čia $J_m(\underline{k}_\perp^g R)$ – m -tosios eilės Beselio funkcija; $\underline{k}_\perp^g = \sqrt{k^2 \varepsilon_r^g \mu_r^g - h^2}$ – skersinis bangos skaičius dipolinio stiklo terpėje; R – bangolaidžio spindulys; $H_m^{(2)}(\underline{k}_\perp^a R)$ yra antrosios rūšies Hankelio funkcija; $\underline{k}_\perp^a = \sqrt{h^2 - k^2 \varepsilon_r^a \mu_r^a}$ – išorinis skersinis bangos skaičius ore; m – sveikas skaičius, nurodantis bangos indeksą. Dydis k yra bangos skaičius vakuume, $\omega = 2\pi f$, kur f yra darbo dažnis. Dydis $\varepsilon_r^g = \varepsilon_r^{g'} - i\varepsilon_r^{g''}$ yra dipolinio stiklo kompleksinė santykinė dielektrinė skvarba, kur realioji dalis yra $\varepsilon_r^{g'} = \text{Re}(\varepsilon_r^g)$ ir menamoji dalis $\varepsilon_r^{g''} = \text{Im}(\varepsilon_r^g)$. Dydis $\mu_r^g = 1$ yra stiklo santykinė magnetinė skvarba. $\varepsilon_r^a = 1$ ir $\mu_r^a = 1$ yra santykinės išorinio sluoksnio (oro) dielektrinė ir magnetinė skvarbos (bendru atveju, išorėje gali būti kita medžiaga, pvz., dujos ar skystis, turinti kitokias ε_r ir μ_r reikšmes).

Dipolinio stiklo kompleksinės santykinės dielektrinės skvarbos ε_r^g temperatūrinės ir dažninės priklausomybės labai sudėtingos. Dydžių $\varepsilon_r^{g'}$, $\varepsilon_r^{g''}$ priklausomybės nuo dažnio prie keturių skirtingų temperatūrų, dažnių diapazone 10–

160 GHz, pavaizduotos 2.4 paveiksle. Kreivės sudarytos pagal eksperimentinius duomenis ir juos aproksimuojančią analitinę išraišką (Banys *et al.* 2002).

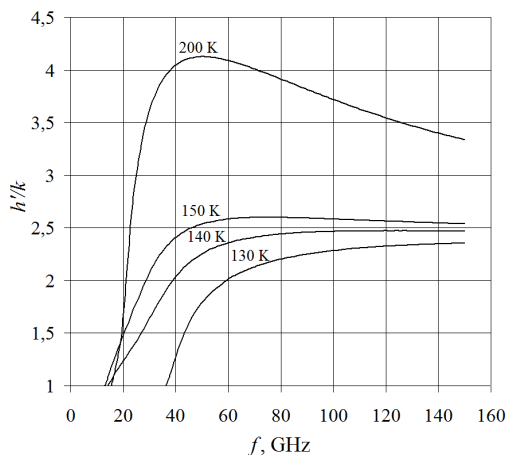


2.4 pav. Dipolinio stiklo realiosios ir menamosios santykinės dielektrinės skvarbos priklausomybės nuo dažnio ir temperatūros

Fig. 2.4. Frequency dependences on the temperature of the real and imaginary parts of the permittivity of the dipolar glass

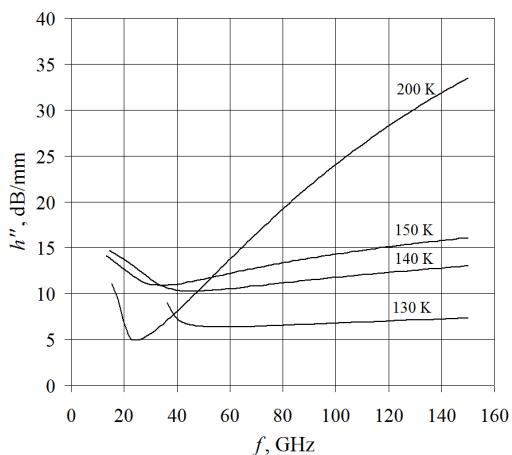
Kompleksinio išilginio bangos skaičiaus (fazės koeficiento) išraiška turi tokį pavidalą $\underline{h} = h' - ih''$, kur $h' = \text{Re}(\underline{h})$ realioji fazės koeficiento dalis (rad/m), $h'' = \text{Im}(\underline{h})$ yra menamoji fazės koeficiento dalis (1 Np/m = 8,686 dB/m). Čia $h' = 2\pi/\lambda_w$, kur λ_w bangos ilgis bangolaidyje. Atliekant skaičiavimus, pasirinktas bangos indeksas $m = 1$, nes pagrindinio tipo banga tokiam bangolaidžiui yra HE_{11} .

2.5 ir 2.7 paveiksluose pavaizduotos normuoto bangos fazės koeficiento h'/k priklausomybės nuo dažnio f . Bangos fazės koeficiento dažninės ir temperatūrinės priklausomybės $R = 1$ mm spindulio bangolaidyje, prie keturių temperatūrų 130 K, 140 K, 150 K ir 200 K, pavaizduotos 2.5 paveiksle. Skaičiavimai atlikti dažnių diapazone nuo 1 GHz iki 150 GHz. Matome, kad nepriklausomai nuo temperatūros, kreivių pobūdis išlieka tas pats. Kriziniai pagrindinio bangos tipo dažniai prie 130 K, 140 K, 150 K ir 200 K temperatūrų yra atitinkamai lygūs 36,2 GHz, 14,2 GHz, 13,1 GHz ir 15,4 GHz. Matome, kad kriziniai bangų dažniai priklauso nuo bangolaidžio medžiagos temperatūros. Dipolinio stiklo bangolaidžio bangos fazės koeficiento kreivės savo forma labai skiriasi, lyginant su kitais atviraissiais cilindriniais bangolaidžiais (Nickelson *et al.* 2009a; Nickelson *et al.* 2007). Dydis h' sparčiai auga, didėjant dažniui f (iki 45 GHz – 60 GHz), aukštesnių dažnių srityje (> 60 GHz), h' kinta silpniau (kai temperatūra 130 K–150 K). Kreivių maksimumas (2.5 pav.) slenka į žemesnių dažnių sritį, kylant temperatūrai.



2.5 pav. Pagrindinio bangos tipo normuoto bangos fazės koeficiento priklausomybė nuo dažnio, prie keturių temperatūrų, kai dipolinio stiklo bangolaidžio spindulys $R = 1$ mm

Fig. 2.5. Dependences of the phase constant of the main mode on the frequency at four temperatures and dipolar glass waveguide radius $R = 1$ mm

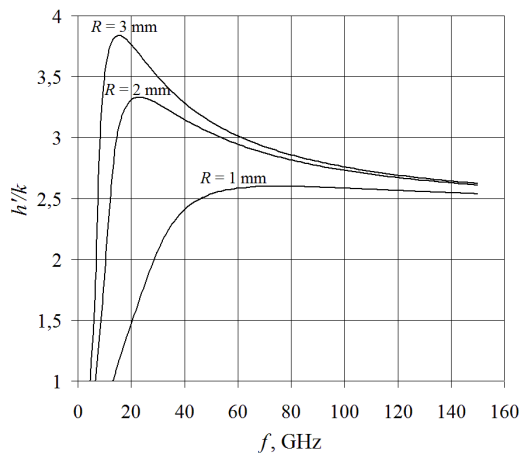


2.6 pav. Pagrindinio bangos tipo bangos silpimo koeficiento priklausomybė nuo dažnio, prie keturių temperatūrų, kai dipolinio stiklo bangolaidžio spindulys $R = 1$ mm

Fig. 2.6. Dependences of the attenuation constant of the main mode on the frequency at four temperatures and dipolar glass waveguide radius $R = 1$ mm

Nuostoliai bangolaidyje, prie keturių skirtingų temperatūrų, pavaizduoti 2.6 paveiksle. Didėjant dažniui, nuostoliai iš pradžių mažėja, kol pasiekia minimumą, po to, pradeda pamažu didėti, kai temperatūros yra 130 K, 140 K, 150 K. Prie 200 K temperatūros nuostoliai didėja žymiai sparčiau. Priklausomybių pobūdis aukštesnėje temperatūroje (200 K) skiriasi nuo priklausomybių žemesnėje temperatūroje (130–150 K) (2.5, 2.6 pav.). Matome, kad bangos fazės koeficientas dažnių ruože nuo 60 GHz iki 150 GHz kinta nestipriai, kai temperatūra yra 130–150 K. Tai reiškia, kad mikrobangų įtaisai, kurių pagrindą sudaro nagrinėjamas dipolinio stiklo bangolaidis, temperatūrų intervale 130–150 K veiktų stabiliai.

Pagrindinio bangos tipo fazinės charakteristikos $R = 1$ mm, 2 mm ir 3 mm dipolinio stiklo bangolaidyje, kai temperatūra $T = 150$ K, pavaizduotos 2.5 ir 2.8 paveiksluose. Matome, kad didėjant bangolaidžio spinduliui, pagrindinės bangos krizinis dažnis mažėja. Bangolaidžio, kurio spindulys R lygus 1 mm, 2 mm ir 3 mm, kriziniai dažniai atitinkamai lygūs 13,1 GHz, 6,5 GHz ir 4,6 GHz. Mažėjant bangolaidžio spinduliui, minimali nuostolių vertė slenka į aukštesnių dažnių sritį (2.8 pav.).



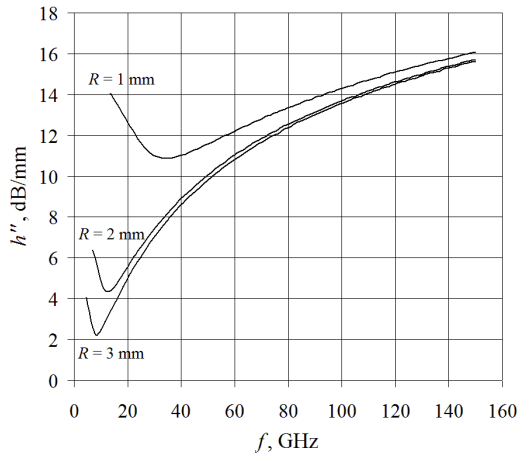
2.7 pav. Pagrindinio bangos tipo normuoto bangos fazės koeficiento priklausomybė nuo dažnio, kai dipolinio stiklo bangolaidžio spindulys lygus 1 mm, 2 mm ir 3 mm, o temperatūra $T = 150$ K

Fig. 2.7. Dependences of the phase constant of the main mode on the frequency at dipolar glass waveguide radii 1 mm, 2 mm, 3 mm and the temperature $T = 150$ K

Iš 2.8 paveikslo matyti, kad kuo didesnis bangolaidžio spindulys, tuo mažesni nuostoliai. Tai gali būti paaiškinta tuo, kad didėjant cilindro paviršiui, di-

desnė EM energijos dalis sklinda ore. Pagrindinio bangos tipo EM laukas centruojasi šalia ribos su oru, kur bangų silpimas yra mažesnis.

2.9 paveiksle pavaizduotos pagrindinio HE_{11} , pirmojo aukštesnio EH_{11} ir antrojo aukštesnio HE_{12} hibridinių bangos tipų fazės koeficientų priklausomybė nuo dažnio. Bangų tipai buvo klasifikuojami, lyginant atskirai elektrinių (E_r , E_φ , E_z) ir magnetinių (H_r , H_φ , H_z) laukų komponentes.



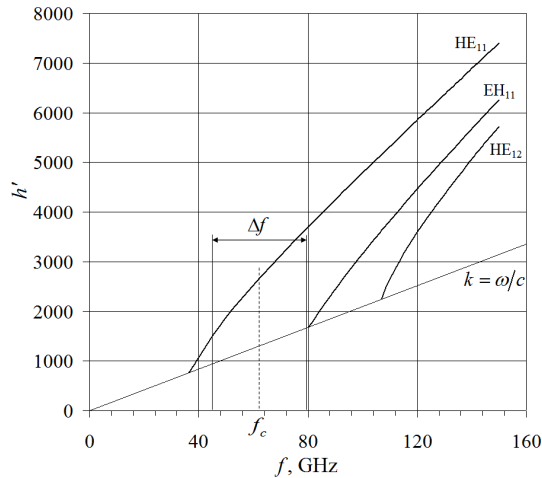
2.8 pav. Pagrindinio bangos tipo silpimo koeficiento priklausomybė nuo dažnio, kai dipolinio stiklo bangolaidžio spindulys lygus 1 mm, 2 mm ir 3 mm, o temperatūra $T = 150$ K

Fig. 2.8. Dependences of the attenuation constant of the main mode on the frequency at dipolar glass waveguide radii 1 mm, 2 mm, 3 mm and temperature $T = 150$ K

Bangolaidžio plačiajuostiškumo priklausomybė nuo spindulio ir temperatūros pavaizduota 2.10 paveiksle. Plačiajuostiškumas apskaičiuotas 1 mm, 2 mm ir 3 mm spindulio bangolaidžiams, prie temperatūrų 130 K, 140 K, 150 K ir 200 K.

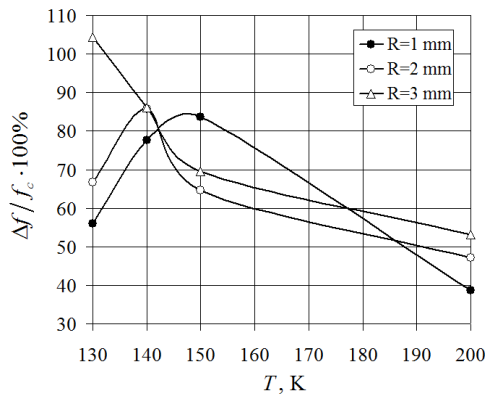
Norėdami įvertinti bangolaidžio plačiajuostiškumą, turime žinoti pagrindinio HE_{11} ir pirmojo aukštesnio EH_{11} bangos tipų krizinius dažnius. Bangolaidžio plačiajuostiškumas skaičiuojamas pagal $(\Delta f / f_c) \cdot 100\%$ formulę (Nickelson *et al.* 2007). Dydis $\Delta f = (f_{kr1} - f_{kr2})$ yra bangolaidžio darbo dažnių ruožas, kur f_{kr2} yra pirmojo aukštesnio bangos tipo krizinis dažnis ir f_{kr1} yra pagrindinio bangos tipo krizinis dažnis. Kadangi prie pat krizinio dažnio bangolaidžio dispersinė kreivė yra netiesinė, praktikoje, dažnis f_{kr1} paprastai imamas truputį didesnis už krizinį ir žymi fazinės charakteristikos tiesinės dalies pradžią. Tokiu būdu Δf

nurodo darbo dažnių juostos plotį, kur dispersinė kreivė yra tiesinė ir kuriame įtaisas gali veikti stabiliai.



2.9 pav. Hibridinių bangos tipų HE_{11} , EH_{11} , HE_{12} fazinės charakteristikos $R = 1$ mm spindulio dipolinio stiklo bangolaidyje, kai temperatūra $T = 130$ K

Fig. 2.9. Phase characteristics of the hybrid modes HE_{11} , EH_{11} , HE_{12} of the dipolar glass waveguide at the waveguide radius $R = 1$ mm and temperature $T = 130$ K



2.10 pav. Dipolinio stiklo bangolaidžio plačiajuostiškumo priklausomybė nuo temperatūros ir bangolaidžio spindulio

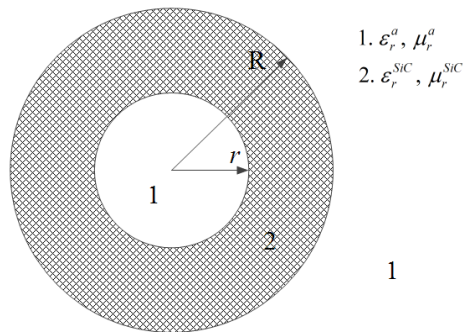
Fig. 2.10. Dependences of the dipolar glass waveguide bandwidth on the temperature and radius

Dydis $f_c = (f_{kr1} + f_{kr2})/2$ yra centrinis darbo dažnių juostos dažnis, apibrėžiamas kaip HE_{11} ir EH_{11} bangų krizinių dažnių aritmetinis vidurkis. Plačiajuostiškumas išreiškiamas kaip bangolaidžio darbo dažnių juostos pločio ir šios juostos centrinio dažnio santykis. Paprastai šis dydis būna išreiškiamas procentais. Matome, kad tiriamo bangolaidžio plačiajuostiškumas labai priklauso tiek nuo temperatūros, tiek ir nuo bangolaidžio spindulio (2.10 pav.). Iš paveikslo taip pat matome, kad galima pasirinkti tokią bangolaidžio temperatūrą, kuriai esant plačiajuostiškumas pasiektų didžiausią vertę.

Bangos fazės h' ir silpimo h'' koeficientai, priklauso nuo medžiagos ϵ' ir ϵ'' , nuo EM bangos struktūros (HE_{mn} ar EH_{mn}), nuo dažnio, temperatūros bei bangolaidžio spindulio ir nuo bangos sklaidimo pobūdžio. Jei banga sklinda bangolaidžio medžiagoje, nuostoliai yra dideli, jei didesne EM energijos dalis sklinda ore, tuomet nuostoliai maži.

2.3. Tuščiavidurių silicio karbido bangolaidžių elektrodinaminiai tyrimai

Puslaidininkinė (keraminė) medžiaga silicio karbidas (SiC) turi plačią draudžiamąją juostą (3–6 eV), jai būdingas didelis mechaninis atsparumas. SiC pagrindu sukurti įtaisai gali būti naudojami aukštos įtampos, aukštos temperatūros, didelės jonizuojančiosios spinduliuotės sąlygomis. Medžiaga yra atspari įvairių rūgščių ir išlydytų druskų poveikiui (Agarwal *et al.* 2006). Dėl šių priežasčių SiC patraukė ir bangolaidžių tyrėjų dėmesį.

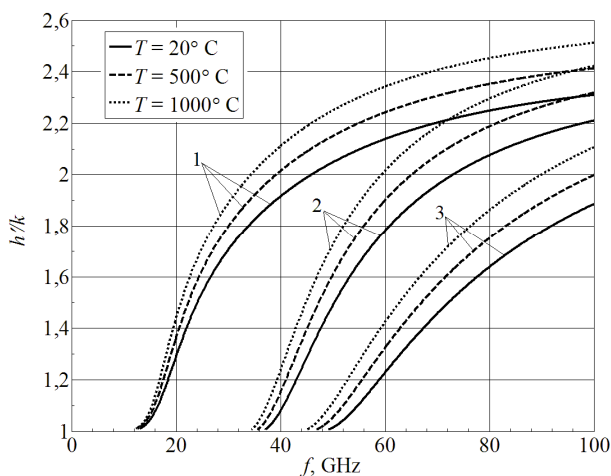


2.11 pav. Tuščiavidurio bangolaidžio skersinis pjūvis
Fig. 2.11. Cross-section of the hollow - pipe waveguide

Norint, kad bangolaidinis įtaisas veiktų mikrobangų dažnių diapazone, bangolaidžio skersiniai matmenys turėtų būti milimetrų eilės. Technologiškai leng-

viau pagaminti tuščiavidurį bangolaidį, kurio išorinis spindulys būtų kelių milimetrų dydžio. Šiame poskyryje pateikti atviro cilindrinio tuščiavidurio SiC bangolaidžio (2.11 pav.) fazinių charakteristikų skaičiavimai ir tyrimai, kai bangolaidžio medžiagos temperatūra $T = 20^\circ \text{C}$, 500°C ir 1000°C , išorinis spindulys $R = 2,5 \text{ mm}$, o vidinis spindulys r buvo keičiamas nuo 0 iki 1,5 mm.

Tiriamo SiC bangolaidžio modelio (2.11 pav.) skersinis pjūvis sudarytas iš dviejų sričių. Oro sritis bangolaidžio viduje ir išorėje „1“, ir silicio karbido sritis „2“. Toks kraštinis uždavinys buvo sprendžiamas dalinių sričių metodu, griežtai elektrodinamiškai, t.y. įvertinant visas modelio ribines sąlygas. Bangolaidžio dispersinės lygties šaknys buvo ieškomos pagal Mullerio kompleksinių šaknų paieškos metodą (Asmontas *et al.* 2010; Nickelson *et al.* 2011a). Visų skaičiavimų algoritmai ir programos įgyvendintos Matlab terpėje. SiC medžiagos elektrodinaminiai parametrai buvo gauti remiantis eksperimentiniais duomenimis iš literatūros (Baeraky 2002). Kompleksinė SiC santykinė dielektrinė skvarba ϵ_r^{SiC} („2“ sritis) priklauso nuo medžiagos temperatūros ir sklindančios bangos dažnio. SiC santykinė magnetinė skvarba $\mu_r^{\text{SiC}} = 1$, kadangi tai yra nemagnetinė medžiaga.

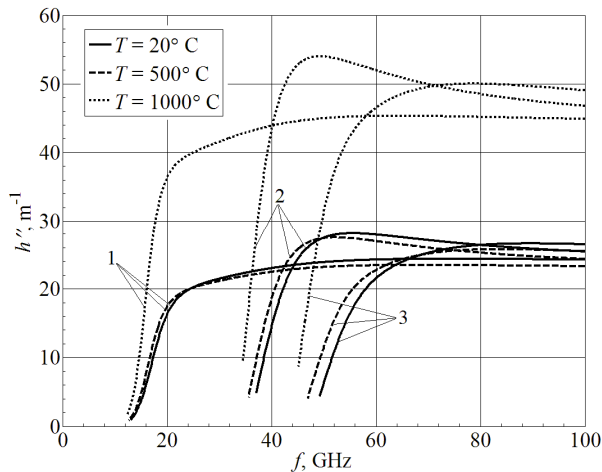


2.12 pav. Tuščiavidurio SiC bangolaidžio pagrindinio bangos tipo (1) ir dviejų aukštesnių bangos tipų (2, 3) normuoto bangos fazės koeficiento priklausomybė nuo dažnio ir temperatūros, kai $R = 2,5 \text{ mm}$, $r = 1 \text{ mm}$

Fig. 2.12. Dependences of the hollow-pipe SiC waveguide normalized phase constant on the frequency and temperature for the main (1) and two higher (2, 3) modes at $R = 2.5 \text{ mm}$, $r = 1 \text{ mm}$

Šiame poskyryje pristatomi tuščiavidurio SiC bangolaidžio fazinių charakteristikų skaičiavimo rezultatai ir jų aptarimas. Kompleksinis bangos skaičius $\underline{h} = h' - ih''$, čia realioji dalis h' yra EM bangos fazės koeficientas, o menamoji dalis h'' yra silpimo koeficientas (nuostoliai). $h' = 2\pi / \lambda_w$, čia λ_w yra bangolaidžiu sklindančios bangos ilgis. Dydis k yra išilginis bangos skaičius neapribotame vakuume, $k = \omega / c$, čia $\omega = 2\pi f$, f yra EM bangos dažnis.

Žemiau yra pateikiami pagrindinio (HE_{11}) bangos tipo ir aukštesnių (parazitinių, EH_{11} ir HE_{12}) bangos tipų fazinių charakteristikų skaičiavimo rezultatai dažnių diapazone nuo 10 GHz iki 100 GHz. Ištinine linija 2.12–2.15 paveiksluose pažymėtos kreivės atitinka bangolaidžio medžiagos temperatūrą $T = 20^\circ \text{C}$, brūkšninė linija – $T = 500^\circ \text{C}$, taškinė linija – $T = 1000^\circ \text{C}$.



2.13 pav. Tuščiavidurio SiC bangolaidžio pagrindinio (1) ir dviejų aukštesnių bangos tipų (2, 3) silpimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio ir temperatūros, kai $R = 2,5 \text{ mm}$, $r = 1 \text{ mm}$

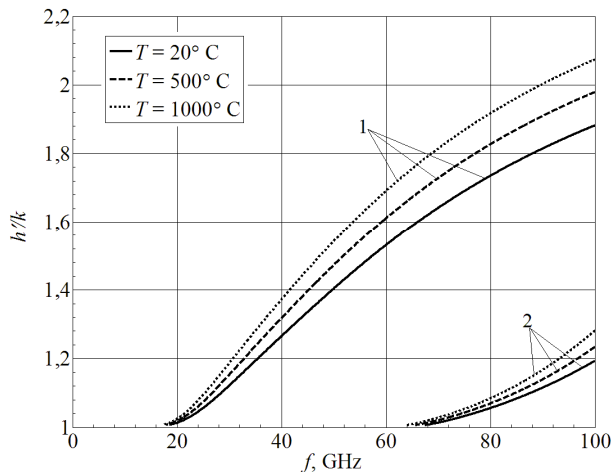
Fig. 2.13. Attenuation constant dependences of the hollow-pipe SiC waveguide on the frequency and the temperature for the main (1) and two higher (2, 3) modes at $R = 2.5 \text{ mm}$, $r = 1 \text{ mm}$

Bangolaidžio, kurio vidinis spindulys lygus 1 mm, pagrindinio ir aukštesnių bangos tipų fazės koeficiento dažninės ir temperatūrinės priklausomybės pateiktos 2.12 paveiksle, silpimo koeficiento priklausomybės pateiktos 2.13 paveiksle. Matome, kad temperatūra turi didelį poveikį pagrindinio ir aukštesnių tipų bangų fazės koeficientui. Prie aukštesnių dažnių šis poveikis pasireiškia stipriau. Kuo aukštesnė bangolaidžio medžiagos temperatūra, tuo didesnė bangos fazės koeficiento vertė. Kitaip sakant, kylant temperatūrai, bangos ilgis bangolaidyje λ_w mažėja ($\lambda_w \sim \lambda_0 / \epsilon_r$). Bangų atkirtos dažnis f_{kr} mažėja, kylant temperatūrai. Tem-

peratūrai pakilus nuo 20°C iki 1000°C , pagrindinės bangos atkirtos dažnis sumažėja nuo 13,1 GHz iki 12,4 GHz.

Pirmo aukštesnio ir antro aukštesnio tipo bangų atkirtos dažniai sumažėja atitinkamai nuo 37,1 GHz iki 34,5 GHz ir nuo 49,2 GHz iki 45,1 GHz. Tuščiavidurio bangolaidžio, plačiajuostiškumas (Mališauskas *et al.* 2010) mažėja, kylant temperatūrai, kadangi aukštesnio bangos tipo atkirtos dažnis yra jautresnis temperatūros pokyčiams negu pagrindinio bangos tipo (2.12 pav.). Taip yra todėl, kad skiriasi pagrindinio ir aukštesnio bangos tipų struktūros. Tuščiavidurio bangolaidžio su vidiniu spinduliu $r = 1\text{ mm}$ plačiajuostiškumas lygus 71 %, 70 % ir 65 %, kai temperatūros yra atitinkamai 20°C , 500°C ir 1000°C .

Fazės koeficiento temperatūrinė priklausomybė galima būtų pasinaudoti kuriant SiC fazės moduliatorių (Gric *et al.* 2010).



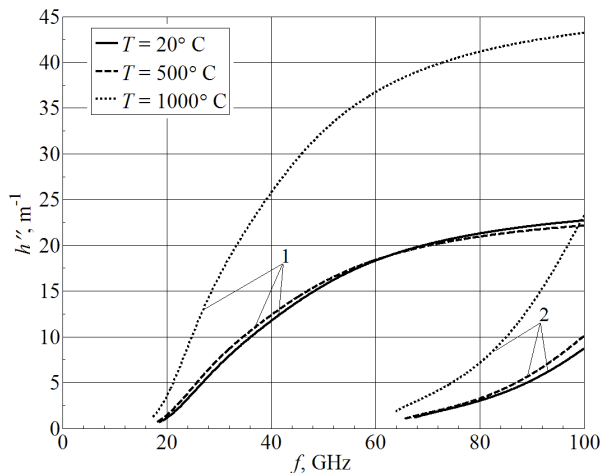
2.14 pav. Tuščiavidurio SiC bangolaidžio pagrindinio (1) ir pirmo aukštesnio (2) tipo bangų normuoto bangos fazės koeficiento priklausomybė nuo dažnio ir temperatūros, kai $R = 2,5\text{ mm}$, $r = 2\text{ mm}$

Fig. 2.14. Dependences of the hollow-pipe SiC waveguide normalized phase constant on the frequency and the temperature for the main (1) and first higher (2) modes at $R = 2.5\text{ mm}$, $r = 2\text{ mm}$

Bangų silpimui (nuostoliams) bangolaidžio medžiagos temperatūra taip pat turi didelę įtaką (2.13 pav.). Nuostolių kreivės prie temperatūrų 20°C ir 500°C skiriasi nedaug. Temperatūrai pakilus iki 1000°C , bangų silpimo koeficientas stipriai padidėja. Tokį stiprų nuostolių augimą apsprendžia SiC santykinės dielektrinės skvarbos menamosios dalies $\text{Im}(\epsilon_r^{\text{SiC}})$ didėjimas, kylant temperatūrai. Bangų silpimo koeficientai h'' sparčiai auga, didėjant dažniui ir greitai pasiekia

didžiausią vertę. Visos nuostolių kreivės prie tam tikrų dažnių, kaip matome 2.13 paveiksle, turi maksimumo tašką, kuris slenka į žemesnių dažnių pusę, kylant temperatūrai. Svarbu pabrėžti, kad pagrindinio bangos tipo nuostoliai praktiškai nekinta, kai dažnis $f > 40$ GHz. Šia savybe galima pasinaudoti kuriant įtaisą, kuriame nebūtų signalo amplitudės moduliacijos dėl skirtingo silpimo prie skirtingų dažnių. Didžiausią silpimo koeficiento vertę h'' turi pirmo aukštesnio tipo banga. Aukštesnių tipų bangų nuostoliai yra 4–9 % didesni (prie 100 GHz) lyginant su pagrindine banga.

Tuščiaavidurio SiC bangolaidžio, su vidiniu spinduliu $r = 2$ mm, fazinės charakteristikos pavaizduotos 2.14, 2.15 paveiksluose. Matome, kad šiuo atveju bangolaidyje gali sklisti dvi bangos dažnių diapazone 10–100 GHz. Pagrindinio ir aukštesnio bangų tipų atkirtos dažniai yra pasislinkę į aukštesnių dažnių pusę, lyginant su bangolaidžiu, turinčiu siauresnį vidinį kanalą.



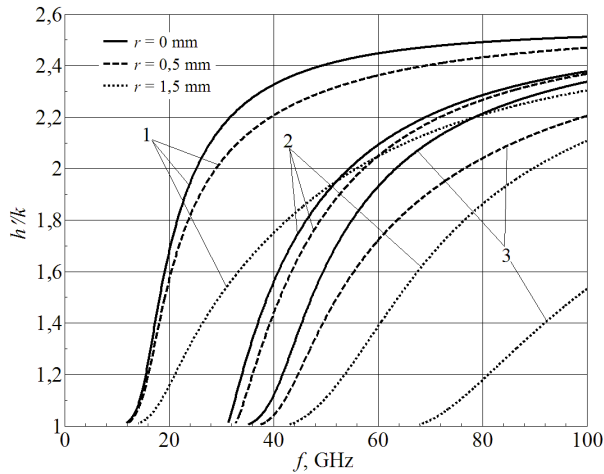
2.15 pav. Tuščiaavidurio SiC bangolaidžio pagrindinio (1) ir aukštesnio (2) tipo bangų silpimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio ir temperatūros, kai $R = 2,5$ mm, $r = 2$ mm

Fig. 2.15. Attenuation constant dependences of the hollow-pipe SiC waveguide on the frequency and temperature for the main (1) and first higher (2) modes at $R = 2.5$ mm, $r = 2$ mm

Pagrindinio bangos tipo atkirtos dažnis mažėja nuo 18,6 GHz iki 17,4 GHz, o pirmo aukštesnio bangos tipo – nuo 67,5 GHz iki 63,9 GHz, temperatūrai pakilus nuo 20° C iki 1000° C (2.14 pav.).

Lygindami tarpusavyje 2.12 ir 2.14 paveikslus, matome kaip skiriasi 1 mm ir 2 mm vidinio spindulio bangolaidžių fazės koeficientų dažninės charakteristikos. Kuo mažesnis spindulys r , tuo didesnis bangų fazės koeficientas h' ir ma-

žesnis bangolaidyje sklindančių bangų atkirtos dažnis. Pirmo aukštesnio tipo bangos atkirtos dažnis yra stipriai pasislinkęs į aukštesnių dažnių pusę. Bangolaidžio su vidiniu spinduliu $r = 2$ mm plačiąjuostiškumas mažėja kylant temperatūrai, kadangi pirmojo aukštesnio bangos tipo atkirtos dažnis pasislenka į žemesnių dažnių pusę žymiai labiau negu pagrindinės bango atkirtos dažnis.



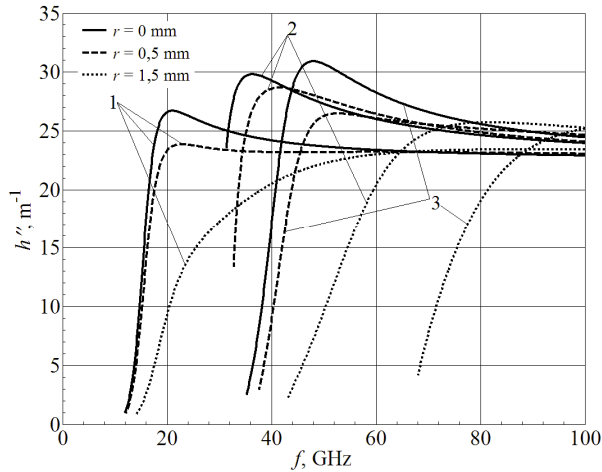
2.16 pav. Tuščiavidurio SiC bangolaidžio pagrindinio (1) ir aukštesnio (2, 3) tipo bangų normuoto bangos fazės koeficiento priklausomybė nuo dažnio ir vidinio bangolaidžio spindulio r , kai $R = 2,5$ mm, $T = 500^\circ\text{C}$

Fig. 2.16. Dependences of the SiC waveguide normalized phase constant of the main (1) and two higher modes (2, 3) on the frequency and inner radii r at $R = 2.5$ mm, $T = 500^\circ\text{C}$

Tokio bangolaidžio plačiąjuostiškumas yra lygus 29 %, 23 % ir 19 %, kai temperatūra yra atitinkamai 20°C , 500°C ir 1000°C . Bangų fazės koeficientai yra mažesni bangolaidyje su didesniu vidiniu kanalu r .

Tuščiavidurio bangolaidžio vidinio kanalo spindulio r dydis ženkliai įtakoja bangolaidžio savybes. Bangolaidžio be vidinio kanalo ($r = 0$) ir tuščiavidurių bangolaidžių, kurių $r = 0,5$ mm ir $r = 1,5$ mm pagrindinio bangos tipo atkirtos dažniai atitinkamai lygūs 11,9 GHz, 12,1 GHz ir 14,1 GHz. Kuo didesnis tuščiavidurio bangolaidžio vidinis spindulys r , tuo didesni jame sklindančių bangų atkirtos dažniai.

Bangų silpimo koeficientai gali padidėti maždaug du kartus, kai bangolaidžio medžiagos temperatūra pakyla nuo 20°C iki 1000°C (2.15 pav., prie $f = 100$ GHz). Lyginant 2.13 ir 2.15 paveikslus, matome panašią priklausomybę ir bangolaidyje su mažesniu vidiniu kanalu ($r = 1$ mm). Be to, matome, kad nuostoliai bangolaidyje su $r = 2$ mm yra mažesni negu bangolaidyje su $r = 1$ mm.



2.17 pav. Tuščiaavidurio SiC bangolaidžio pagrindinio (1) ir aukštesnio (2, 3) tipo bangų silpimo koeficientų priklausomybė nuo dažnio ir vidinio bangolaidžio spindulio r , kai $R = 2,5$ mm, $T = 500^\circ$ C

Fig. 2.17. Attenuation constant dependences of the hollow-pipe SiC waveguide on the frequency and inner radii r for the main (1) and two higher (2, 3) modes at $R = 2.5$ mm, $T = 500^\circ$ C

Išnagrinėjus kaip priklauso tuščiaavidurio SiC bangolaidžio fazinės charakteristikos nuo medžiagos temperatūros, buvo atliktas kitas tyrimas, kurio tikslas nustatyti kokią įtaką bangolaidžio charakteristikoms turi vidinis bangolaidžio spindulys r . Bangos fazės ir silpimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio, kai bangolaidis yra be vidinio kanalo ($r = 0$) ir tuščiaavidurio bangolaidžio su $r = 0,5$ mm ir $1,5$ mm, kai bangolaidžio medžiagos temperatūra $T = 500^\circ$ C, pavaizduotos 2.16, 2.17 paveiksluose. Išsitiesinės kreivės vaizduoja bangolaidžio su $r = 0$ charakteristikas, o brūkšninės ir taškinės linijos, atitinkamai $r = 0,5$ mm ir $r = 1,5$ mm bangolaidžių charakteristikas.

Matome, kad visų ištirtų bangų fazės koeficientai yra didesni bangolaidyje be vidinio kanalo, lyginant su tuščiaaviduriais bangolaidžiais. Didinant bangolaidžio vidinį spindulį r , fazės ir silpimo koeficientai mažėja, tačiau didėja bangolaidžio plėtimosi greitis. Reiškia, kad didinant vidinį spindulį r , dalis bangos energijos sklinda ore, todėl bangos ilgis λ didėja, o silpimas mažėja.

Pagrindinio bangos tipo nuostoliai visuose trijuose bangolaidžiuose yra mažesni negu aukštesnio tipų bangų (2.17 pav.). Bangų silpimo koeficientai sparčiai didėja ir pasiekia didžiausią vertę netoli bangų atkirtos dažnių, kai bangolaidžio $r = 0$ ir $0,5$ mm. Kai $r = 1,5$ mm silpimo koeficientai didėja pastebimai lėčiau, didėjant dažniui. Bangolaidžio be vidinio kanalo plėtimosi greitis sie-

čia 69 %, tuščiavidurių $r = 0,5$ mm ir $r = 1,5$ mm bangolaidžių plačiajuostiškumas atitinkamai lygus 77 % ir 36 % (2.1 lentelė).

2.1 lentelė. SiC bangolaidžio plačiajuostiškumo priklausomybė nuo temperatūros T ir vidinio spindulio r

Table 2.1. Dependence of the SiC waveguide bandwidth on the temperature T and inner radii r

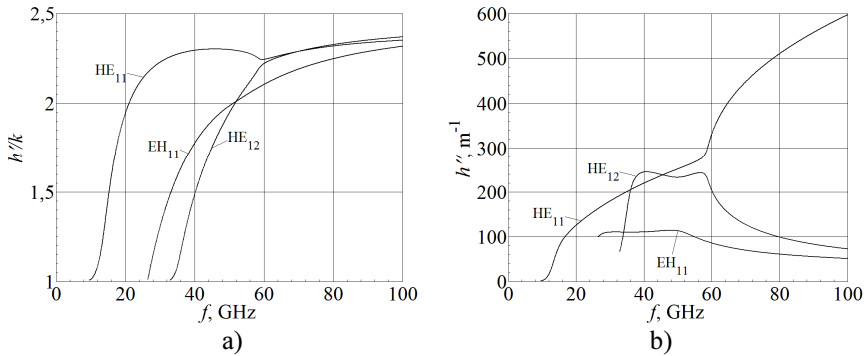
Temperatūra	$r = 0$ mm	$r = 0,5$ mm	$r = 1,0$ mm	$r = 1,5$ mm
$T = 20^\circ \text{C}$	69 %	77 %	71 %	36 %
$T = 500^\circ \text{C}$	68 %	75 %	70 %	33 %
$T = 1000^\circ \text{C}$	67 %	71 %	65 %	29 %

2.4. Dipolinio stiklo bangolaidžių su silicio karbido apvaskalu elektrodinaminiai tyrimai

Šiame poskyryje nagrinėjamų bangolaidžių modelių pagrindu sukurti įtaisai gali būti valdomi labai plačiame temperatūrų diapazone, nuo kriogeninės temperatūros (130 K) iki labai aukštos 2200 K temperatūros. Ši bangolaidžių parametrų valdymo savybė priklauso nuo bangolaidžių sudarančių medžiagų elektrodinaminių charakteristikų. Dipolinio stiklo dispersinės ir slopinimo savybės pasireiškia žemoje temperatūroje, o SiC – aukštoje. Kita svarbi tokių bangolaidžių ypatybė yra atsparumas agresyvioms terpėms, kurį suteikia išorinis SiC sluoksniu. Šiame poskyryje pristatomos fazinės charakteristikos prie dviejų žemų temperatūrų. Dipolinio stiklo bangolaidžiai žemoje temperatūroje ir SiC bangolaidžiai aukštoje temperatūroje jau buvo išnagrinėti ankstesniuose poskyriuose. Dviejų sluoksnių dipolinio stiklo-SiC bangolaidžių fazinės charakteristikos iš esmės skiriasi, lyginant su vieno sluoksnio bangolaidžiais (Asmontas *et al.* 2010; Gric *et al.* 2012).

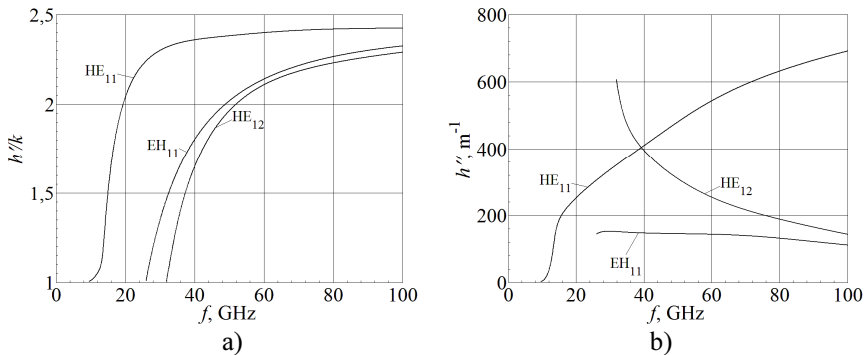
Atvirųjų sluoksniuotų bangolaidžių su nuostoliais Maksvelo lygčių sprendiniai gauti dalinių sričių metodu. Dispersinė lygtis skirta viso bangų spektro bangolaidyje analizei, pateikta (Asmontas *et al.* 2010) darbe. Programinis kodas fazinių charakteristikų skaičiavimui parašytas Matlab programavimo kalba. Pristatomos dviejų sluoksnių dipolinio stiklo ir SiC bangolaidžių fazinės charakteristikos prie 130 K ir 150 K temperatūrų, dažnių f diapazone nuo 5 GHz iki 100 GHz. Remiantis literatūros (Baeraky 2002) duomenimis darome prielaidą, kad SiC medžiagos santykinė dielektrinė skvarba prie abiejų temperatūrų yra $\underline{\epsilon}_r^{\text{SiC}} = \epsilon' - i\epsilon'' = 6 - 0,5i$, kai $f = 11$ GHz. Menamoji SiC santykinės dielektrinės

skvarbos dalis skaičiuojama pagal formulę $\varepsilon'' = 1/\omega\varepsilon_0\rho$, dydis ρ yra medžiagos savitoji varža. Dipolinio stiklo elektrodinaminiai parametrai prie atitinkamų temperatūrų ir dažnių, buvo paimti iš eksperimentinių matavimų rezultatų (Banyš *et al.* 2002).



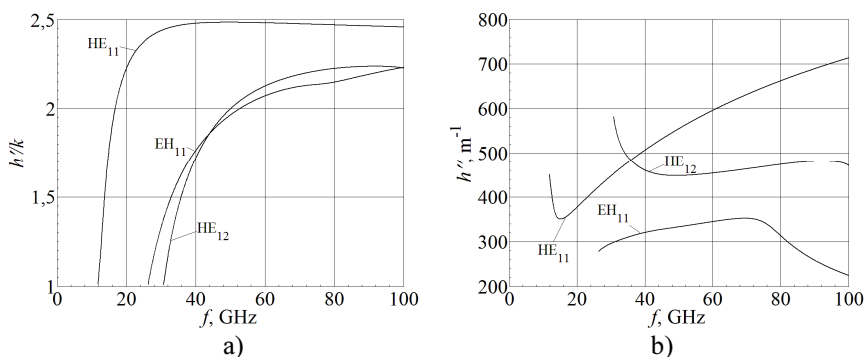
2.18 pav. Normuoto bangos fazės koeficiento (a) ir silpimo koeficiento (b) priklausomybės nuo dažnio, kai SiC sluoksnio storis $t = 2,0$ mm, temperatūra $T = 130$ K

Fig. 2.18. Dependences of the normalized phase constant (a) and attenuation constant (b) on the frequency at the SiC layer thickness $t = 2.0$ mm and the temperature $T = 130$ K



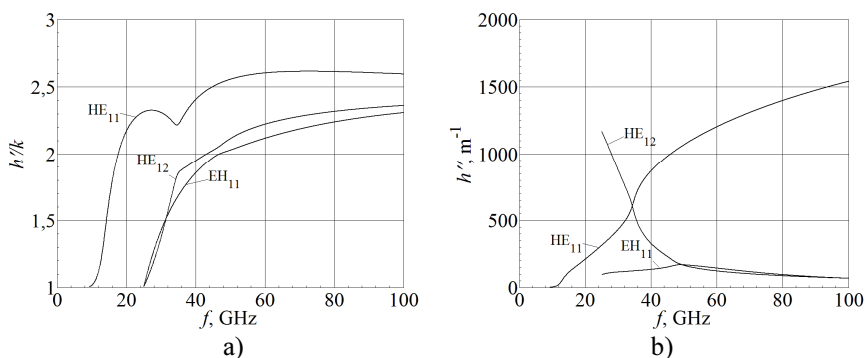
2.19 pav. Normuoto bangos fazės koeficiento (a) ir silpimo koeficiento (b) priklausomybės nuo dažnio, kai SiC sluoksnio storis $t = 1,5$ mm, temperatūra $T = 130$ K

Fig. 2.19. Dependences of the normalized phase constant (a) and attenuation constant (b) on the frequency at the SiC layer thickness $t = 1.5$ mm and temperature $T = 130$ K



2.20 pav. Normuoto bangos fazės koeficiento (a) ir silpimo koeficiento (b) priklausomybės nuo dažnio, kai SiC sluoksnio storis $t = 1,0$ mm, temperatūra $T = 130$ K

Fig. 2.20. Dependences of the normalized phase constant (a) and attenuation constant (b) on the frequency at the SiC layer thickness $t = 1.0$ mm and temperature $T = 130$ K



2.21 pav. Normuoto bangos fazės koeficiento (a) ir silpimo koeficiento (b) priklausomybės nuo dažnio, kai SiC sluoksnio storis $t = 2,0$ mm, temperatūra $T = 150$ K

Fig. 2.21. Dependences of the normalized phase constant (a) and attenuation constant (b) on the frequency at the SiC layer thickness $t = 2.0$ mm and temperature $T = 150$ K

Visų išnagrinėtų bangolaidžių išorinio spindulio dydis $R = 3$ mm. SiC apvalkalo sluoksnio storiai lygus 2 mm, 1,5 mm ir 1 mm. 2.18 a–2.23 a paveiksluose pavaizduotos normuoto bangos fazės koeficiento h'/k priklausomybės nuo dažnio. 2.18 b–2.23 b paveiksluose pavaizduotos bangų silpimo koeficientų h'' priklausomybės nuo dažnio. 2.18–2.20 paveiksluose pateiktos bangolaidžio fazi-

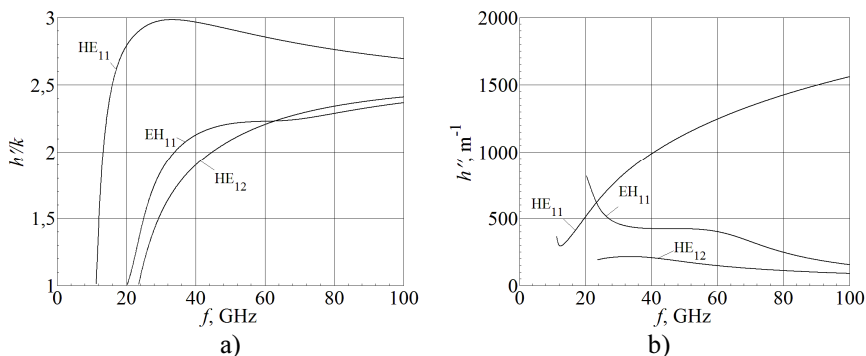
nės charakteristikos prie temperatūros $T = 130$ K, paveiksluose 2.21–2.23, kai $T = 150$ K. Kreivės vaizduoja pagrindinio (HE_{11}), pirmo (EH_{11}) ir antro (HE_{12}) aukštesnių tipų bangų dispersines charakteristikas.

Iš bangų fazės koeficientų palyginimo, kai bangolaidžio temperatūra $T = 130$ K (2.18 a–2.20 a pav.), matome kaip priklauso kreivių forma, bangų kriziniai dažniai ir bangolaidžio plačiajuostiškumas kintant SiC apvalkalo sluoksnio storiui t (2.2 lentelė).

2.2 lentelė. Bangų atkirtos dažnių ir plačiajuostiškumo priklausomybė nuo SiC sluoksnio storio ir temperatūros

Table 2.2. Dependences of the waveguide cutoff frequency and bandwidth on the SiC layer thickness and temperature

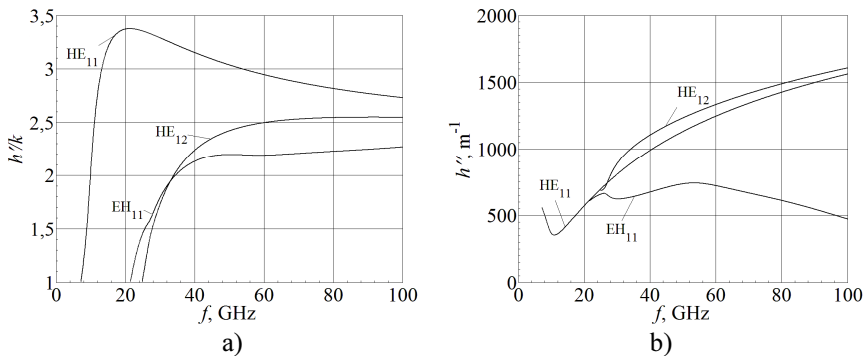
SiC sluoksnio storis t , mm	Temperatūra, K	HE_{11}, f_{kr1} , GHz	EH_{11}, f_{kr2} , GHz	HE_{12}, f_{kr3} , GHz	Plačiajuostiškumas
2,0	130	9,55	26,50	32,85	86 %
1,5	130	9,55	26,00	31,85	85 %
1,0	130	11,80	26,30	30,75	75 %
2,0	150	9,35	25,05	25,10	86 %
1,5	150	11,50	21,50	24,85	60 %
1,0	150	7,20	22,05	25,20	100 %



2.22 pav. Normuoto bangos fazės koeficiento (a) ir silpimo koeficiento (b) priklausomybės nuo dažnio, kai SiC sluoksnio storis $t = 1,5$ mm, temperatūra $T = 150$ K

Fig. 2.22. Dependences of the normalized phase constant (a) and the attenuation constant (b) on the frequency at the SiC layer thickness $t = 1.5$ mm and temperature $T = 150$ K

Iš fazinių charakteristikų skaičiavimo rezultatų (2.18, 2.20, 2.21 pav.) matome, kad bangolaidyje pasireiškia bangų transformacijos. Pagrindinio (HE_{11}) ir antro aukštesnio (HE_{12}) bangos tipų transformacija vyksta dažnių diapazone 64–84 GHz, o pirmo aukštesnio tipo banga transformuojasi prie $f \sim 51$ GHz, kai bangolaidžio $t = 2$ mm (2.18 a pav.). Dažnių diapazone 51–100 GHz pirmo aukštesnio tipo banga (EH_{11}) transformuojasi į antro aukštesnio tipo bangą (HE_{12}). Tai reiškia, kad pirmo ir antro aukštesnių tipų bangų EM lauko struktūros iš esmės pasikeičia minėtame 51–100 GHz dažnių diapazone. Bangų transformacijos taip pat pasireiškia kai $t = 1$ mm (2.20 a pav.), dažnių diapazone 43–100 GHz.



2.23 pav. Normuoto bangos fazės koeficiento (a) ir silpimo koeficiento (b) priklausomybės nuo dažnio, kai SiC sluoksnio storis $t = 1,0$ mm, temperatūra $T = 150$ K

Fig. 2.23. Dependences of the normalized phase constant (a) and attenuation constant (b) on the frequency at the SiC layer thickness $t = 1.0$ mm and temperature $T = 150$ K

Bangų silpimo koeficientų palyginimas, kai išorinio SiC sluoksnio storis yra 2 mm, 1,5 mm ir 1 mm, parodo sudėtingą bangolaidyje sklindančių bangų nuostolių priklausomybę nuo SiC sluoksnio storio t (2.18 b–2.20 b pav.). Ypatingą silpimo koeficiento priklausomybę turi pirmo aukštesnio tipo banga. Šios bangos silpimo koeficientas yra mažiausias, dažnių diapazone $f \sim 26$ –100 GHz, kai SiC sluoksnis yra 1,5 mm ir 1 mm storio (2.19 b, 2.20 b pav.). Galima būtų sukurti mikrobangų įtaisą su mažai kintančiu slopinimu, veikiantį šios bangos pagrindu (2.19 b pav.), kai bangolaidžio $t = 1,5$ mm. Mikrobangų silpnintuvas galėtų veikti pagrindinio bangos tipo pagrindu, kai bangolaidžio $t = 1,5$ mm. Tokiame bangolaidyje, pagrindinio bangos tipo slopinimas didėja beveik tiesiškai plačiame dažnių diapazone $f = 20$ –100 GHz (2.19 b pav.).

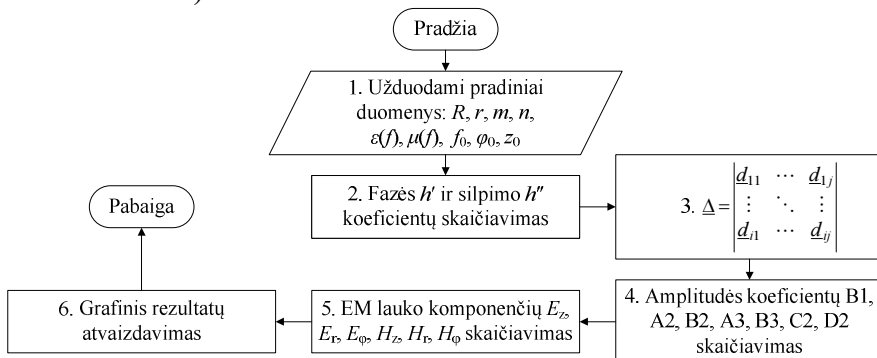
2.21–2.23 paveiksluose pateikti dipolinio stiklo-SiC bangolaidžių fazinių charakteristikų skaičiavimo rezultatai, kai temperatūra lygi 150 K. Charakteristi-

kos stipriai skirias, lyginant su rezultatais, kai $T = 130$ K. Tai reiškia, kad yra galimybė valdyti bangolaidžio charakteristikas, tokias kaip plačiajuostiškumą ar bangų slopinimą, keičiant bangolaidžio medžiagos temperatūrą. Aukštesnių bangos tipų transformacijos, kai $T = 150$ K, vyksta prie dažnių ~ 32 GHz ir ~ 67 GHz kai t yra, atitinkamai 2 mm ir 1,5 mm, (2.21 a, 2.22 a pav.). Pagrindinio bangos tipo silpimo koeficientas h'' yra didesnis, kai $T = 150$ K, lyginant su h'' , kai $T = 130$ K. Mažiausią slopinimą turi aukštesnio tipo bangos, kai t yra 1,5 mm ar 2 mm. Tokiu atveju, nuostoliai bangolaidyje (2.22 b pav.) nemonstruoja sklindančio signalo amplitudės. Tokia bangų slopinimo charakteristika gali būti naudinga kuriant mikrobangų fazės keitiklį, kadangi aukštesnio tipo bangos nuostoliai praktiškai nekinta, o fazės koeficientas kinta ženkliai.

Bangolaidžio plačiajuostiškumo verčių ir bangų atkirtos dažnių f_{kr} suvestinė, priklausomai nuo temperatūros ir SiC sluoksnio storio, pateikta 2.2 lentelėje.

2.5. Tuščiavidurių bangolaidžių iš fullereno lukštų pavidalo karbido elektrodinaminiai tyrimai

Šiame poskyryje pateikiami cilindrinio tuščiavidurio bangolaidžio, pagaminto iš OLC medžiagos, skaitinių tyrimų rezultatai. Šiems tyrimams sukurtas programinis kodas leidžia tirti visą bangolaidinių bangų spektrą, t. y. pagrindinio ir aukštesnių tipų bangas. Buvo apskaičiuota bangolaidyje sklindančių hibridinių bangų fazinės charakteristikos ir elektrinių bei magnetinių laukų pasiskirstymas bangolaidžio skersiniame ir išilginiame pjūviuose. Bangolaidžio medžiagos kompleksinė dielektrinė skvarba $\underline{\varepsilon} = \varepsilon' - i\varepsilon''$ paimta iš eksperimentinių rezultatų (Kuzhir *et al.* 2009).



2.24 pav. Elektrinių ir magnetinių laukų struktūrų skaičiavimo algoritmas

Fig. 2.24. Algorithm for calculating the structures of electric and magnetic fields

Sukurtos programos, skaičiuojančios elektrinių ir magnetinių laukų dedamąsias bei vaizduojančios šių laukų struktūras skersiniame ir išilginiame tuščia-vidurio bangolaidžio pjūviuose, algoritmo blokinė schema pateikta 2.24 paveiksle. Žemiau yra aprašyta pagrindinių šios programos veiksmų seka:

1. Užduodami pradiniai duomenys: EM bangos dažnis f_0 ; bangos simetrijos indeksas m ; bangos tipas n ; bangolaidžio vidinis r ir išorinis R spinduliai; bangolaidžio modelio medžiagų parametrai $\varepsilon(f)$, $\mu(f)$; pjūvio vieta pagal azimutinę φ_0 ir išilginę z_0 koordinates bei vaizdo elementų tankis skersiniame ir išilginiame bangolaidžio pjūviuose.
2. Pagal 2.1 poskyryje aprašytą algoritmą, surandami pasirinkto bangos tipo fazės h' ir silpimo h'' koeficientai prie dažnio f_0 .
3. Skaičiuojamos cilindrinų funkcijų, jų išvestinių reikšmės, skersiniai bangos skaičiai ir dispersinės lygties determinanto elementai d_{ij} , kai yra žinomi tiriamos bangos dažnis f_0 ir koeficientai h' , h'' .
4. Skaičiuojami amplitudžių koeficientai B1, A2, B2, A3, B3, C2, D2 (Nickelson *et al.* 2007), kurie naudojami elektrinio ir magnetinio laukų komponentių išraiškose. Koeficientas A1 prilyginamas 1, o kiti septyni koeficientai randami išsprendus tiesinių lygčių sistemą, kuri sudaroma suradus dispersinės lygties sprendinius.
5. Žinant amplitudės koeficientus, yra skaičiuojamos elektrinio E_z , E_r , E_φ ir magnetinio H_z , H_r , H_φ laukų dedamosios kiekviename pasirinktame bangolaidžio modelio taške. Šios dedamosios yra aprašomos išraiškomis, pateiktomis (Nickelson *et al.* 2007) darbe.
6. Pagal 5 punkte gautus duomenis, standartinėmis Matlab priemonėmis formuojami elektrinių ir magnetinių laukų struktūrų vaizdai skersiniame ir išilginiame bangolaidžio modelio pjūviuose.

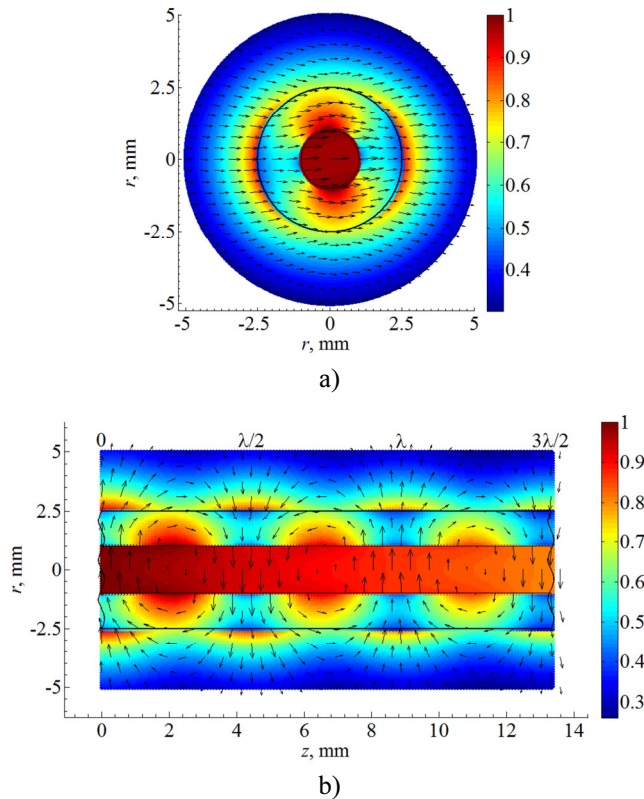
Pagal 2.24 paveiksle pateiktą algoritmą buvo tiriamas atviras, t. y. be ekrano ar metalinių dalių, tuščiaaviduris bangolaidis. Skaičiavimams buvo pasirinktos bangolaidžio išorinio spindulio R vertės lygios 2,5 mm ir 5 mm. Vidinis bangolaidžio spindulys $r = 1$ mm ir 2 mm atitinkamai parenkamas priklausomai nuo išorinio spindulio R dydžio. Bangolaidžio medžiagos elektrodinaminiai parametrai yra žinomi dažnių diapazone 26–38 GHz (Kuzhir *et al.* 2009). Todėl bangolaidžio charakteristikos skaičiuojamas neišėinant už šio diapazono ribų. Buvo apskaičiuotos šešios (E_z , E_φ , E_r , H_z , H_φ , H_r) EM lauko komponentės prie dažnio $f = 32$ GHz, esančio viduryje tiriamo diapazono.

Žemiau pateikiami tik pagrindinio HE_{11} bangos tipo EM laukų pasiskirstymai bangolaidžio skersiniame ir išilginiame pjūviuose. Dėl bangolaidžio geo-

metrijos ir jį sudarančios medžiagos elektrodinaminių savybių, prie pasirinkto dažnio gali sklisti tik pagrindinio tipo banga.

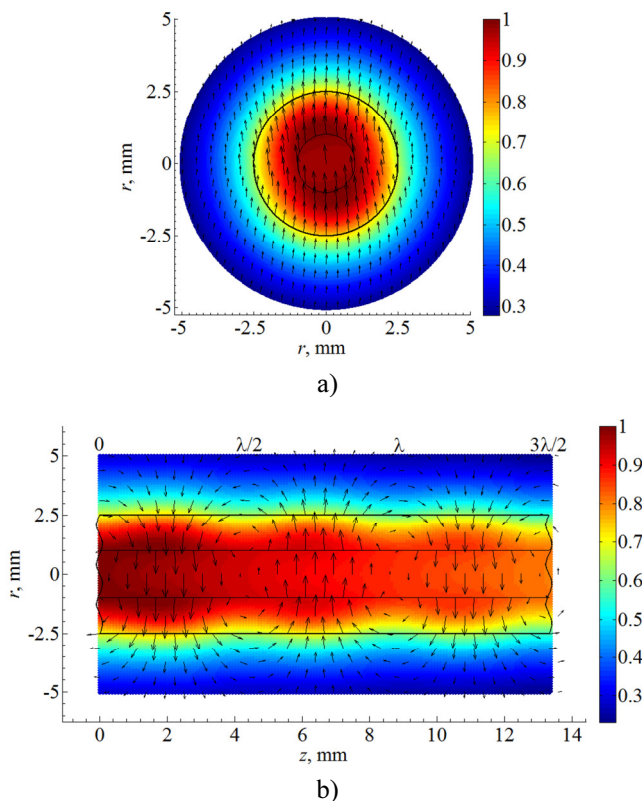
Elektrinių (2.25 ir 2.27 pav.) ir magnetinių laukų (2.26 ir 2.28 pav.) pasiskirstymai bangolaidžio medžiagoje ir išorėje, įskaitant vidinį oro kanalą, pavaizduoti šiuose paveiksluose.

2.25–2.28 paveiksluose pavaizduotų bangolaidžių išoriniai spinduliai $R = 2,5$ mm ir 5 mm. Vidiniai spinduliai r parinkti taip, kad abiem atvejais santykis R/r būtų vienodas. Tokiu būdu tarpusavyje lyginami du bangolaidžiai, kurių $R_1 = 2,5$ mm, $r_1 = 1$ mm, o $R_2 = 5$ mm, $r_2 = 2$ mm.



2.25 pav. Pagrindinio bangos tipo elektrinio lauko vektorių ir normuoto stiprumo pasiskirstymas skersiniame (a) ir išilginiame (b) tuščiavidurio OLC bangolaidžio pjūviuose, kai dažnis $f = 32$ GHz, o bangolaidžio spinduliai $R = 2,5$ mm, $r = 1$ mm

Fig. 2.25. Distribution of the electric vector field and its normalized intensity of the main mode on the transversal (a) and longitudinal (b) cross-sections of the OLC tube waveguide at frequency $f = 32$ GHz, waveguide radii $R = 2.5$ mm and $r = 1$ mm

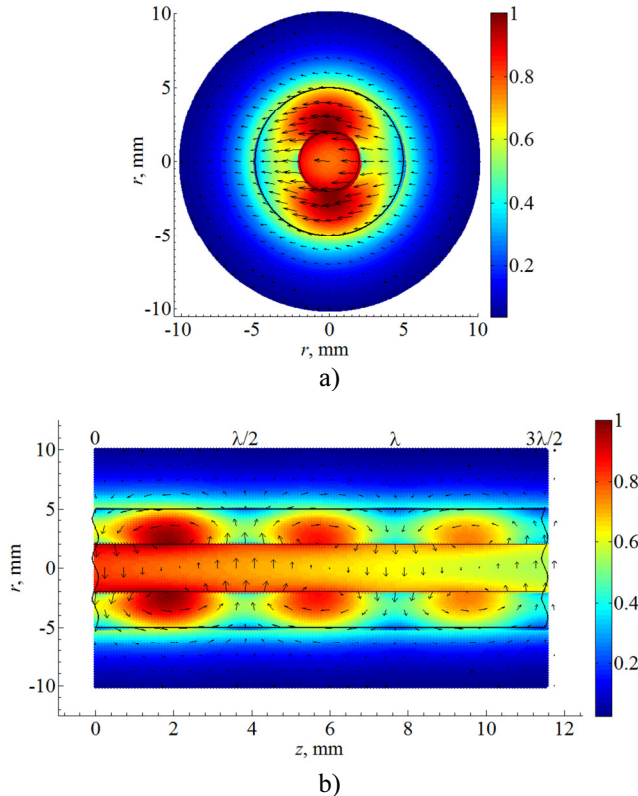


2.26 pav. Pagrindinio bangos tipo magnetinio lauko vektorių ir normuoto stiprumo pasiskirstymas skersiniame (a) ir išilginiame (b) tuščiaavidurio OLC bangolaidžio pjūviuose, kai dažnis $f = 32 \text{ GHz}$, o bangolaidžio spinduliai $R = 2,5 \text{ mm}$, $r = 1 \text{ mm}$

Fig. 2.26. Distribution of the magnetic vector field and its normalized intensity of the main mode on the transversal (a) and longitudinal (b) cross-sections of the OLC tube waveguide at frequency $f = 32 \text{ GHz}$, waveguide radii $R = 2.5 \text{ mm}$ and $r = 1 \text{ mm}$

Kadangi elektriniai ir magnetiniai laukai yra vektorinio pobūdžio, čia pateikiama jų vektoriinių laukų vizualizacija (2.25–2.28 pav.). EM laukai, pasirinktuose bangolaidžio pjūvio plokštumos taškuose, vaizduojami strėlytėmis, kurių ilgis proporcingas lauko stipriui, o kryptis nurodo lauko jėgų linijų kryptį. Pagal sukurtą modelį, vektorinį lauką skersiniame bangolaidžio pjūvyje sudaro 20 000 taškų (2.25 a–2.28 a pav.), o išilginiame – 30 000 taškų (2.25 b–2.28 b pav.). Dėl aiškumo, skirtingi elektrinio (2.25, 2.27 pav.) ir magnetinio (2.26, 2.28 pav.) laukų stipriai vaizduojami skirtingomis spalvomis. Laukų stipriai yra normuoti

pagal didžiausią vertę. Normuotų stiprio verčių skalė pateikta laukų pasiskirstymo grafikuose, dešinėje. Raudona spalva vaizduojami taškai, kuriuose santykinis EM lauko stipris didžiausias, mėlyna spalva žymi taškus, kur laukas silpniausias arba jo nėra.

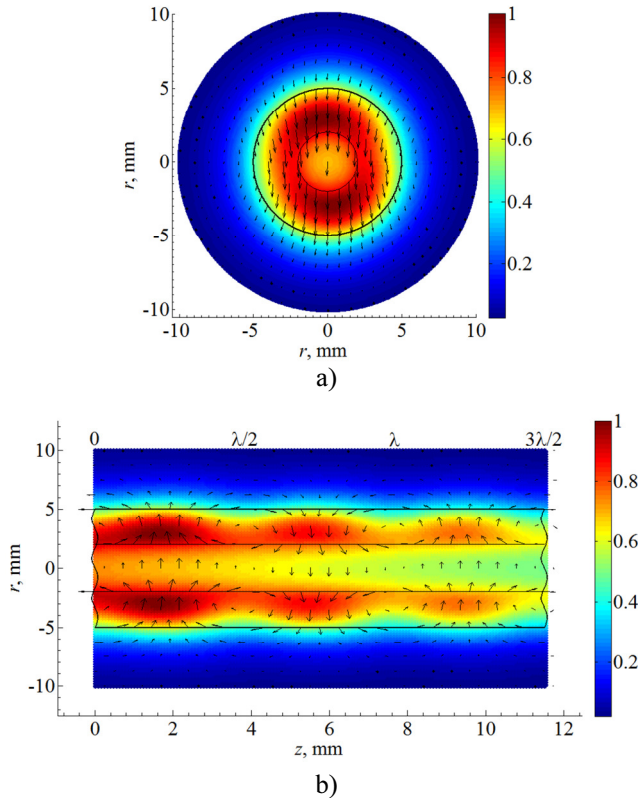


2.27 pav. Pagrindinio bangos tipo elektrinio lauko vektorių ir normuoto stiprumo pasiskirstymas skersiniame (a) ir išilginiame (b) tuščiaavidurio OLC bangolaidžio pjūviuose, kai dažnis $f = 32 \text{ GHz}$, o bangolaidžio spinduliai $R = 5 \text{ mm}$, $r = 2 \text{ mm}$

Fig. 2.27. Distribution of the electric vector field and its normalized intensity of the main mode on the transversal (a) and longitudinal (b) cross-sections of the OLC tube waveguide at frequency $f = 32 \text{ GHz}$, waveguide radii $R = 5 \text{ mm}$ and $r = 2 \text{ mm}$

2.25 ir 2.26 paveiksluose pavaizduotos elektrinio ir magnetinio laukų struktūros tuščiaavidurio bangolaidžio viduje ir išorėje, kai išorinis bangolaidžio spindulys R lygus 2,5 mm, o vidinis spindulys r yra 1 mm. Panaši laukų struktūra yra

ir bangolaidyje, kurio $R = 5$ mm ir $r = 2$ mm (2.27, 2.28 pav.). Paveiksluose vaizduojama pagrindinio bangos tipo struktūra prie dažnio $f = 32$ GHz.



2.28 pav. Pagrindinio bangos tipo magnetinio lauko vektorių ir normuoto stiprumo pasiskirstymas skersiniame (a) ir išilginiame (b) tuščiaavidurio OLC bangolaidžio pjūviuose, kai dažnis $f = 32$ GHz, o bangolaidžio spinduliai $R = 5$ mm, $r = 2$ mm

Fig. 2.28. Distribution of the magnetic vector field and its normalized intensity of the main mode on the transversal (a) and longitudinal (b) cross-sections of the OLC tube waveguide at frequency $f = 32$ GHz, waveguide radii $R = 5$ mm and $r = 2$ mm

Galime apžvelgti pagrindines EM laukų savybes bangolaidyje, tirdami jų pasiskirstymo grafikus. Laukai oro sluoksnyje už bangolaidžio ribų greitai užgęsta (tai vaizduoja mėlyna spalva išoriniame sluoksnyje ir trumpos lauko vektorių strėlytės). EM laukų pasiskirstymai išilginiame bangolaidžio pjūvyje parodo kaip sparčiai silpsta EM bangos energija jos sklaidimo kryptimi. Pointingo vekt-

rius nukreiptas išilgai teigiamos z ašies. Paveiksluose matome reikšmingą EM energijos silpimą bangos sklaidimo kryptimi (2.25 b–2.28 b pav.).

Elektrinio lauko jėgų linijos yra statmenos magnetinio lauko jėgų linijoms kiekviename bangolaidžio pjūvio taške. Laukų pasiskirstymai yra apskaičiuoti prie $f = 32$ GHz, bangos ilgis laisvoje erdvėje prie šio dažnio yra $\lambda_0 = 9,375$ mm. Pasiskirstymo grafikuose taip pat galime matyti koks yra pagrindinio tipo bangos ilgis bangolaidyje $\lambda_{\text{OLC}} = 2\pi / h'$. Matome, kad λ_{OLC} priklauso nuo bangolaidžio spindulių R ir r . Bangos ilgis bangolaidyje lygus $\lambda_{\text{OLC}} = 8,876$ mm, kai $R = 2,5$ mm ir $r = 1$ mm. Didesnio spindulio bangolaidyje $\lambda_{\text{OLC}} = 7,667$ mm, kai $R = 5$ mm ir $r = 2$ mm. Tai reiškia, kad didesnė EM energijos dalis koncentruojasi tuščiaavidurio bangolaidžio OLC medžiagoje, kai sienelės storis yra didesnis. Kuo didesnis bangolaidžio sienelės storis, tuo trumpesnis nagrinėjamos pagrindinio tipo bangos ilgis λ_{OLC} .

EM laukas gali koncentruotis tuščiaavidurio bangolaidžio vidiniame oru užpildytame sluoksnyje. Priklausomai nuo bangos dažnio f , vidiniame bangolaidžio kanale EM laukas gali būti apie 10–20 % stipresnis negu OLC medžiagos sluoksnyje. Kadangi bangolaidis yra atviras, dalis EM energijos išeina už jo ribų ir išspinduliuojama į išorinį oro sluoksnį kur labai greitai (< 5 mm atstumu nuo bangolaidžio) nusilpsta.

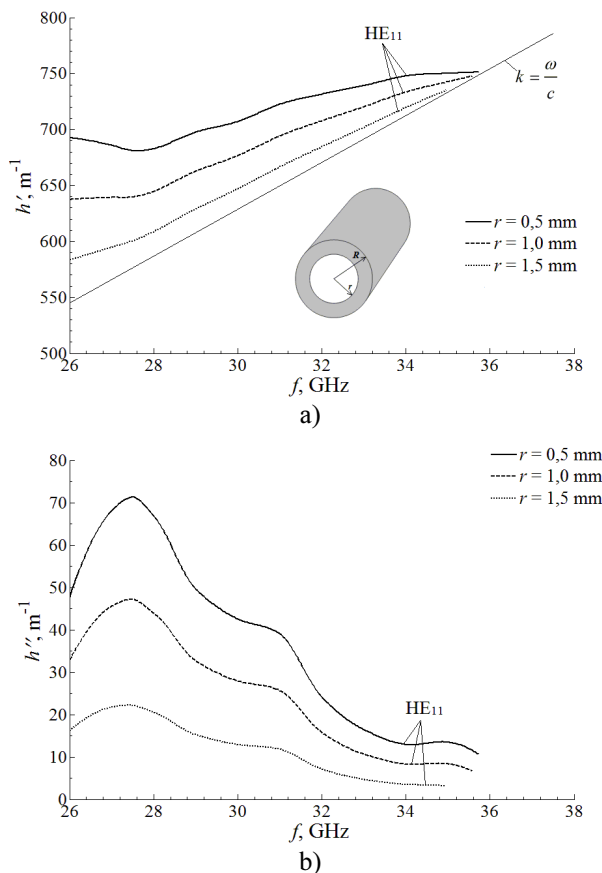
Kaip matyti 2.25–2.28 paveiksluose, vieno spindulio R atstumu nuo bangolaidžio, EM lauko stipris sudaro apie 10–30 % didžiausios vertės. Elektrinio lauko pasiskirstymo analizė skersiniame bangolaidžio pjūvyje rodo, kad yra tik viena lauko variacija (pagrindinio tipo hibridinė banga HE_{11}) pagal kampines ir radialines koordinates.

Iš 2.25 ir 2.27 paveikslų palyginimo matome, kad elektriniai laukai bangolaidžiuose, prie dažnio $f = 32$ GHz, pasiskirstę skirtingai. Taip yra todėl, kad $R = 2,5$ mm bangolaidyje fazės koeficientas prie dažnio $f = 32$ GHz yra mažesnis negu $R = 5$ mm bangolaidyje ir yra arčiau bangos skaičiaus vakuume k (2.29 a, 2.30 a pav.). Bangolaidyje, kurio $R = 2,5$ mm, didžiausias lauko stipris yra vidiniame oro kanale, o $R = 5$ mm bangolaidyje laukas koncentruojasi sienelėse iš OLC medžiagos. 5 mm spindulio bangolaidžio vidiniame kanale lauko stipris maždaug 15 % silpnesnis negu OLC medžiagoje.

Aiškiai matome, kad EM laukas $R = 5$ mm bangolaidyje už jo ribų sparčiai silpnėja (2.25 a, 2.27 a pav.). Lygindami laukų pasiskirstymą išilginiame pjūvyje (2.25 b, 2.27 b pav.), matome, kad HE_{11} bangos silpimas yra didesnis bangolaidyje su storesnėmis sienelėmis.

Tuščiaavidurio bangolaidžio iš OLC medžiagos kompleksinio išilginio bangos skaičiaus $\underline{h} = h' - ih''$ skaičiavimo ir tyrimo rezultatai pateikiami 2.29–2.30 paveiksluose. Buvo tiriami bangolaidžiai su dviem skirtingais išoriniais spinduliais, $R = 2,5$ mm (2.29 pav.) ir $R = 5$ mm (2.30 pav.). Fazinių charakteristikų skaičiavimai atlikti dažnių diapazone 26–38 GHz, remiantis OLC medžiagos

elektrodinaminiais parametrais, paimtais iš literatūros (Kuzhir *et al.* 2009). 2.29 a ir 2.30 a paveiksluose pateikti bangos fazės koeficientai $h' = 2\pi/\lambda_{\text{OLC}}$, kur λ_{OLC} yra bangos ilgis tuščiaviduriame bangolaidyje. 2.29 b ir 2.30 b paveiksluose yra pateikti bangų silpimo koeficientai h'' .

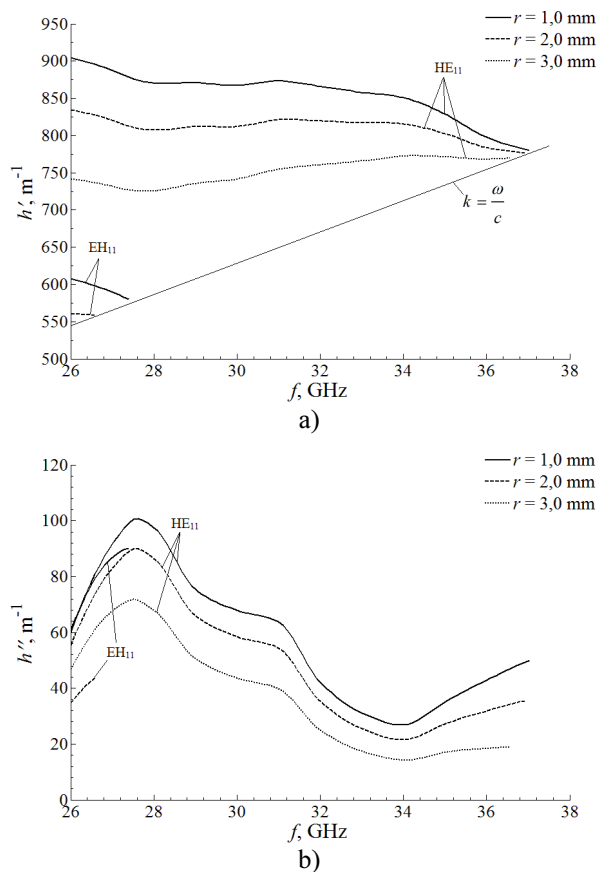


2.29 pav. Tuščiavidurio bangolaidžio iš OLC medžiagos bangos fazės h' ir silpimo h'' koeficientų priklausomybė nuo dažnio ir vidinio spindulio r , kai bangolaidžio išorinis spindulys $R = 2,5$ mm

Fig. 2.29. Dependences of the OLC tube waveguide phase constant h' and attenuation constant h'' on the frequency and the internal radii r at the external radius $R = 2.5$ mm

Iš skaičiavimo rezultatų (2.29 pav.) matome, kad $R = 2,5$ mm bangolaidyje gali sklisti tik pagrindinio tipo banga. Buvo tiriami bangolaidžiai su vidinio spindulio r dydžiais lygiais 0,5 mm, 1 mm ir 1,5 mm. Galime matyti, kad tokia-

me bangolaidyje sklindančios bangos turi atkirtos dažnį f_{kr-a} aukštesnių dažnių pusėje. Pagrindinio tipo bangos atkirtos dažnis f_{kr-a} lygus 35,73 GHz, 35,58 GHz, 34,96 GHz, kai bangolaidžio vidinio kanalo spindulys r atitinkamai lygus 0,5 mm, 1 mm ir 1,5 mm.



2.30 pav. Tuščiavidurio bangolaidžio iš OLC medžiagos bangos fazės h' ir silpimo h'' koeficientų priklausomybė nuo dažnio ir vidinio spindulio r , kai bangolaidžio išorinis spindulys $R = 5$ mm

Fig. 2.30. Dependences of the OLC tube waveguide phase constant h' and attenuation constant h'' on the frequency and the internal radii r at the external radius $R = 5$ mm

Reikia pabrėžti, kad nagrinėjamame dažnių diapazone nėra stebima bangos atkirtos dažnio f_{kr-z} , prie kurio bangolaidinė banga pradeda sklisti bangolaidžiu.

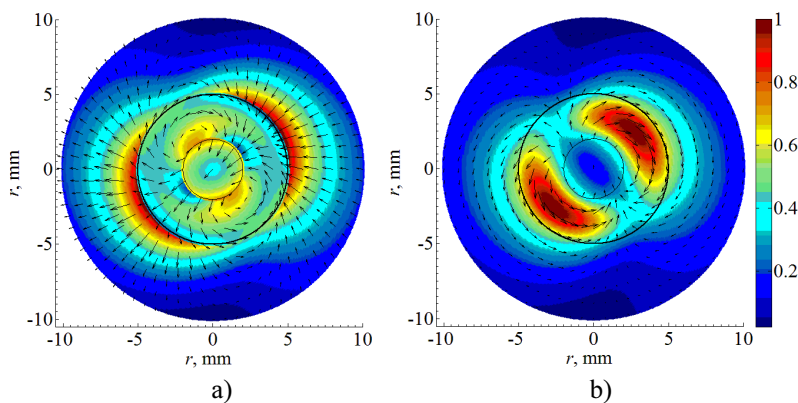
Taip yra todėl, kad tyrimai buvo atliekami 26–38 GHz dažnių diapazone, o medžiagos parametrai už šio diapazono ribų nėra žinomi.

Matome, kad dydžiai h' , h'' ir f_{kr-a} turi didesnes vertes, kai bangolaidžio sienelių storis $t = R - r$ yra didesnis. Taip yra todėl, kad didėja EM bangos energijos dalis, bangolaidžio vidiniame oru užpildytame kanale. Nuostoliai tuščiaviduriame bangolaidyje su plonesnėmis sienelėmis yra mažesni.

Bangolaidžio su išoriniu spinduliu $R = 5$ mm fazinės charakteristikos pateiktos 2.29 a paveiksle. Tiriama bangolaidžiai su trimis skirtingais vidiniais spinduliais, $r = 1$ mm, $r = 2$ mm ir $r = 3$ mm. Paveiksle matome pagrindinio bangos tipo HE_{11} ir aukštesnio bangos tipo EH_{11} dispersines kreives. Bangos tipų klasifikacija atlikta analizuojant EM laukų komponentes ir jų pasiskirstymą bangolaidyje. Pagrindinio bangos tipo aukštadažnis atkirtas dažnis f_{kr-a} yra didesnis, lyginant su pirmu aukštesniu bangos tipu. Pagrindinio bangos tipo f_{kr-a} dažniai yra 37,04 GHz, 36,92 GHz ir 36,57 GHz, kai vidinis bangolaidžio spindulys r atitinkamai lygus 1 mm, 2 mm ir 3 mm. Pirmo aukštesnio bangos tipo f_{kr-a} yra 27,41 GHz ir 26,59 GHz, kai r atitinkamai lygus 1 mm ir 2 mm.

Be abejo, tiek pagrindinio, tiek aukštesnio tipo bangos turi atkirtos dažnius ir žemesnių dažnių pusėje, tačiau jie yra žemiau nagrinėjamo diapazono.

Hibridinių HE_{11} ir EH_{11} bangų silpimo charakteristikos yra panašaus pobūdžio. EH_{11} bangos tipo EM laukų pasiskirstymas yra sudėtingesnis lyginant su pagrindine HE_{11} banga (2.31 pav.).



2.31 pav. EH_{11} bangos tipo elektrinio (a) ir magnetinio (b) laukų vektorių ir normuoto stiprumo pasiskirstymas skersiniame tuščiavidurio OLC bangolaidžio pjūvyje, kai dažnis $f = 26$ GHz, o bangolaidžio spinduliai $R = 5$ mm, $r = 2$ mm

Fig. 2.31. Distribution of the electric (a) and magnetic (b) vector field and its normalized intensity of the first higher mode on the transversal cross-section of the OLC tube waveguide at frequency $f = 26$ GHz, waveguide radii $R = 5$ mm and $r = 2$ mm

Remiantis bangos fazės koeficiento priklausomybe nuo dažnio (2.30 a pav.), galima prieiti prie išvados, kad didelė HE_{12} bangos EM energijos dalis sklinda oro sluoksnyje. Šios bangos lauko struktūra turi daugiau (dvi) kampinių variacijų negu pagrindinio tipo banga. HE_{12} bangos EM laukas koncentruojasi išoriniame oro sluoksnyje šalia bangolaidžio, tuo tarpu vidiniame oro kanale laukas yra palyginti silpnas. Tolstant nuo bangolaidžio, HE_{12} bangos EM laukas, silpnėja pastebimai lėčiau negu HE_{11} bangos atveju.

$R = 5$ mm bangolaidyje gali būti pasiektas vienmodis darbo režimas, kai vidinis spindulys $r = 3$ mm. Tokiu atveju, nagrinėjame dažnių diapazone, bangolaidyje gali sklisti tik pagrindinio tipo banga, be to, bangos fazės koeficientas $h' \sim 750 \text{ m}^{-1}$ šiame diapazone kinta nežymiai (2.30 a pav.).

Tiriamos bangolaidžio fazinių charakteristikų (2.29 a, 2.30 a pav.) pavidalas yra neįprastas, lyginant su atvirais dielektriniais bangolaidžiais be nuostolių. Pagrindinio bangos tipo silpimo charakteristikos turi maksimumo ir minimumo taškus prie tam tikrų dažnių (2.3 lentelė). Nuostolių maksimumai stebimi prie 27,5 GHz dažnio, o minimumai prie maždaug 34 GHz (2.29 b, 2.30 b pav.). Šie ekstremumai sutampa su bangolaidžio medžiagos santykinės dielektrinės skvarbos menamosios dalies ε'' priklausomybės nuo dažnio minimumo ir maksimumo taškais (Kuzhir *et al.* 2009). Silpimo koeficientų reikšmė parodo kur EM energija koncentruojasi labiau, bangolaidžio OLC medžiagoje ar išorėje.

2.3 lentelė. Tuščiavidurio bangolaidžio iš OLC medžiagos silpimo koeficientų reikšmės prie dviejų dažnių

Table 2.3. Attenuation constant values of the tube OLC waveguide at two frequencies

$R, \text{ mm}$	$r, \text{ mm}$	Nuostoliai, dB/mm	
		27,5 GHz	34,0 GHz
2,5	0,5	0,619	0,112
	1,0	0,409	0,071
	1,5	0,192	0,030
5,0	1,0	0,873	0,232
	2,0	0,782	0,187
	3,0	0,624	0,124

Silpimo koeficientų h'' ekstremumų reikšmės, kaip ir pačių kreivių pavidalas, yra tiesiogiai susijęs su OLC medžiagos santykinės dielektrinės skvarbos menamąja dalimi ε'' .

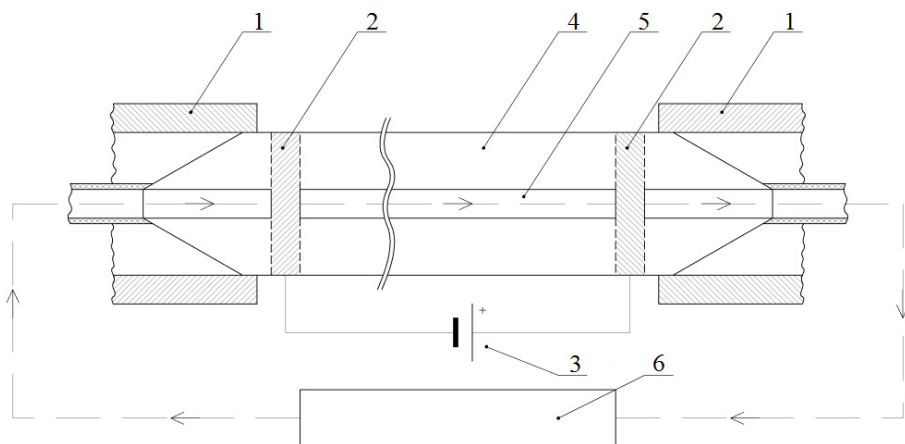
Nuostoliai nagrinėjamame bangolaidyje yra pakankamai dideli, todėl jį galima taikyti mikrobangų silpnintuvuose. Vidinis oro kanalas taip pat gali pasitarnauti įvairiems techniniams sprendimams, pvz., lazerio spinduliutei perduoti.

2.3 lentelėje pateiktos silpimo koeficientų reikšmės prie trijų vidinio bangolaidžio spindulio r reikšmių ir dviejų dažnių, atitinkančių nuostolių minimumo ir maksimumo taškus. Kuo didesnis bangolaidžio sienelės storis t , tuo didesni jame sklindančios bangos nuostoliai. Nuostolių koeficientas mažėja, didėjant dažniui. Šią priklausomybę galima paaiškinti tuo, kad didesnė EM bangos energijos dalis susitelkia bangolaidžio vidiniame kanale, kur nuostoliai mažesni negu sienelėse iš OLC medžiagos.

Bangos fazės h' ir silpimo h'' koeficientų reikšmės (2.29, 2.30 pav.) nėra normuotos pagal bangolaidžio spindulį, kaip tai paprastai daroma paprastų dielektrinių bangolaidžių atveju. Tuščiavidurių OLC bangolaidžių fazinių charakteristikų priklausomybės yra sudėtingesnės. Bangos fazės koeficientas nėra tiesiogiai proporcingas bangolaidžio spinduliui. Taip yra todėl, kad išilginio kompleksinio bangos skaičiaus skaičiavimams turi įtakos nuostoliai OLC medžiagoje, kurie gali būti dideli prie tam tikrų dažnių ir stipriai įtakoti rezultatus.

2.6. Silicio karbido fazės modulatorius

Šiame poskyryje pateikiamas mikrobangų fazės modulatoriaus išradimo aprašymas. Išradimas priskiriamas mikrobangų įtaisams ir yra taikomas bangolaidžiu sklindančios bangos fazei moduluoti. Prietaisas gali dirbti esant aukštai aplinkos temperatūrai, stipriai radiacijai ir kitomis nepalankiomis sąlygomis.



2.32 pav. SiC fazės modulatoriaus konstrukcija

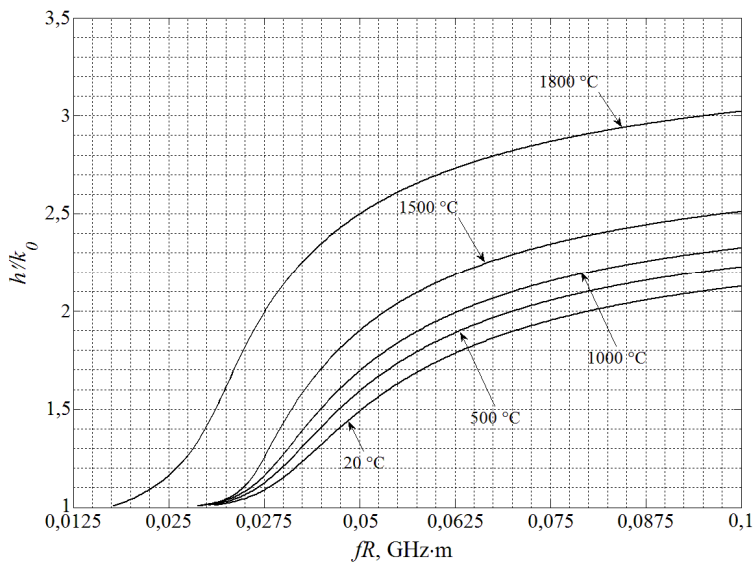
Fig. 2.32. SiC phase modulator structure

Analogiškas prietaisas buvo sukurtas (Gric *et al.* 2010). Analogas turi vieną esminį trūkumą – tai nepakankamai greitas silicio karbido (SiC) bangolaidžio, galinčio įkaisti iki 1800° C temperatūros, aušinimas.

Siekiant išvengti aukščiau minėto trūkumo, yra siūlomas SiC bangolaidinis moduliatorius, sudarytas iš tuščiavidurio cilindrinio SiC bangolaidžio, kurio vidinis kanalas yra užpildytas šaldymo agentu, pvz., freonu. Moduliatorius gali veikti SAD ir YAD diapazonuose, kiekvienam diapazonui yra apskaičiuojamas bangolaidžio spindulys.

Siūlomo bangolaidinio moduliatoriaus, sudaryto iš cilindrinio SiC bangolaidžio (kurio medžiagos santykinė dielektrinė skvarba priklauso nuo temperatūros), metalinių kontaktų ir nuolatinės srovės šaltinio naujumas yra tas, kad SiC bangolaidis yra tuščiaviduris ir jo vidinis kanalas yra užpildytas šaldymo agentu. Prie tuščiavidurio SiC bangolaidžio prijungta aušinimo sistema.

Išradimo esmė paaiškinta 2.32 ir 2.33 paveiksluose.



2.33 pav. SiC-freono bangolaidžio pagrindinio bangos tipo normuoto fazės koeficiento priklausomybės nuo normuoto (pagal išorinį bangolaidžio spindulį) dažnio fR , prie skirtingų temperatūrų, kai $r/R = 0,2$

Fig. 2.33. Dependences of the SiC-freon waveguide of normalized phase constant of the main mode on the normalized frequency (by the external waveguide radius) fR and temperature at $r/R = 0.2$

Bangolaidinis moduliatorius yra sudarytas iš šešių pagrindinių konstrukcinių detalių (2.32 pav.). SiC bangolaidis (4) su kanalu (5) yra įstatytas į metali-

nius bangolaidžius (1). Bangolaidžio (4) galuose yra įbrėžos (2). Šios įbrėžos cilindro galuose sudaro SiC bangolaidį juosiančius metalinius žiedus. Šie žiedai laidais prijungti prie nuolatinės įtampos maitinimo šaltinio (3). Maitinimo šaltinis yra valdomas trumpųjų impulsų. Kai šaltinis (3) įjungtas, SiC bangolaidžio sienelėmis (4) teka nuolatinė srovė, kuri įkaitina bangolaidį. Norint paspartinti įtaiso veikimą ir atkurti pradinę darbo temperatūrą, bangolaidžio centre suformuotas išilginis kanalas (5) yra užpildytas šaldymo agentu, kuris patenka į bangolaidį iš aušinimo sistemos (6). Tokiu būdu, tuščiaviduris SiC bangolaidis yra atšaldomas iki reikiamos temperatūros žymiai greičiau negu bangolaidis, neturintis vidinio išilginio kanalo.

Dviejų skaičių santykis t. y. vidinio kanalo spindulio r ir išorinio bangolaidžio spindulio R santykis, priklausantis nuo šaldymo agento medžiagos, turi būti intervale $r/R = 0,2-0,5$. Priklausomai nuo šaldymo agento ir darbo dažnių diapazono, yra apskaičiuojamas optimalus bangolaidžio kanalo spindulio r dydis. SiC bangolaidžio kanalas (5) sujungtas su aušinimo sistema (6). Bangolaidžio plačiajuostiškumas yra didelis ($> 75\%$) prie visų darbo temperatūros ir leistinų kanalo spindulio reikšmių (2.4 lentelė). Galima pabrėžti, kad siūlomos konstrukcijos įtaiso elektromagnetinių (EM) bangų nuostoliai (silpimo koeficientas) yra mažesni, o plačiajuostiškumas lieka beveik toks pat didelis, lyginant su analogu.

2.4 lentelė. SiC-freono bangolaidžio plačiajuostiškumo priklausomybė nuo temperatūros ir kanalo storio

Table 2.4. SiC-freon waveguide bandwidth dependence on the temperature and the channel thickness

$T, ^\circ\text{C}$	$r/R = 0,2$	$r/R = 0,4$	$r/R = 0,5$
20	83,92 %	83,27 %	82,57 %
500	82,00 %	83,40 %	87,60 %
1000	80,62 %	83,09 %	84,58 %
1500	76,06 %	78,79 %	81,72 %
1800	85,39 %	84,88 %	83,19 %

SiC bangolaidžio vamzdelyje teka elektros srovė, tokiu būdu ši medžiaga gali būti įkaitinama iki 1800°C . Reguluojant elektros srovės stiprį arba šaldymo agento cirkuliaciją, yra valdoma bangolaidžio temperatūra. Dėl temperatūros pokyčio atsiranda bangolaidyje sklindančios pagrindinio tipo EM bangos fazės pokytis.

Temperatūros valdymo procesas yra pakankamai spartus ir prietaisas veikia greičiau už analogą, kadangi siūlomo modulatoriaus konstrukcijoje numatyta aušinimo sistema. Impulsai, įjungiantys maitinimo šaltinį, gali būti skirtingos

trukmės, tokiu būdu galima pasiekti skirtingą temperatūrą ir fazės pokytį. Taip galima moduluoti bangolaidžiu perduodamą informaciją.

SiC bangolaidis buvo išnagrinėtas, esant penkioms skirtingoms temperatūroms. Kai $T = 20^\circ \text{C}$, $\varepsilon = 6 - i0,5$, kai $T = 500^\circ \text{C}$, $\varepsilon = 6,5 - i0,5$, kai $T = 1000^\circ \text{C}$, $\varepsilon = 7 - i1$, kai $T = 1500^\circ \text{C}$, $\varepsilon = 8 - i2$, kai $T = 1800^\circ \text{C}$, $\varepsilon = 11 - i7$. Buvo laikoma, kad freono, užpildančio bangolaidžio vidinį kanalą, santykinė dielektrinė skvarba $\varepsilon_r = 2$.

Analizuojant SiC bangolaidinio fazės modulatoriaus veikimą, buvo gautos fazinės charakteristikos (2.33 pav.). Skaičiuojant pagrindinės EM bangos fazės pokytį, buvo išanalizuotos dispersinės kreivės prie skirtingų bangolaidžio temperatūros ir normuoto dažnio fR reikšmių. Prie aukštos temperatūros ($> 500^\circ \text{C}$) fazės pokyčiai yra daug didesni negu žemesnėje temperatūroje. Fazės pokytis (laipsniais) yra skaičiuojamas pagal (2.3) formulę:

$$|\Delta\theta|_{fR=\text{const}} = |h'_{T_1} - h'_{T_0}|_{fR=\text{const}} \cdot L \cdot 360 / 2\pi, ^\circ \text{ (laipsn.)}, \quad (2.3)$$

čia h'_{T_1} ir h'_{T_0} – pagrindinio bangos tipo fazės pastovioji, kai bangolaidžio temperatūra yra atitinkamai $T_1 = 1800^\circ \text{C}$ ir $T_0 = 1000^\circ \text{C}$; normuotas dažnis $fR = 0,0625 \text{ GHz}\cdot\text{m}$; L – bangolaidžio ilgis.

Tarus, kad $L = 2,5 \text{ cm}$, $r/R = 0,2$, normuotas dažnis $fR = 0,0625 \text{ GHz}\cdot\text{m}$, $h'_{T_1} = 1432 \text{ m}^{-1}$ ir $h'_{T_0} = 1043 \text{ m}^{-1}$, apskaičiuotas fazės pokytis lygus $|\Delta\theta| \approx 557^\circ$.

Toks įtaisas iš SiC gali būti naudojamas fazinėse antenų gardelėse, kurios yra taikomos informacijai perduoti. Išradimas ypač aktualus, jeigu aplinka, kurioje turi veikti prietaisas, yra agresyvi, pvz., aukšta temperatūra, didelis rūgštingumas, stipri jonizuojančioji spinduliuotė.

2.7. Antrojo skyriaus išvados

1. Ištirtos (2.2 poskyryje) dipolinio stiklo bangolaidžių fazinių charakteristikų ir plačiajuostiškumo priklausomybės nuo temperatūros ir bangolaidžio spindulio, plačiame dažnių diapazone nuo 1 GHz iki 150 GHz, bei aptikti EM efektai, kurie išvardinti žemiau:
 - 1.1. Nustatyta, kad kompleksinis išilginis bangos skaičius dažnių ruože nuo 60 GHz iki 150 GHz kinta nežymiai, kai temperatūra yra 130 K–150 K. Ši savybė gali būti pritaikoma kuriant mikrobangų įtaisas, kurių pagrindą sudaro dipolinio stiklo bangolaidis.
 - 1.2. Ištirtos pagrindinio HE_{11} ir dviejų aukštesnių (EH_{11} ir HE_{12}) bangos tipų fazinės charakteristikos dipolinio stiklo

- bangolaidyje ir nustatyta, kad pagrindinio bangos tipo HE_{11} krizinis dažnis labai priklauso nuo bangolaidžio medžiagos temperatūros. Ši savybė gali būti pritaikoma kuriant temperatūra valdomą mikrobangų jungiklį, veikiantį temperatūrų intervale 130 K–150 K.
- 1.3. Nustatyta, kuo didesnis bangolaidžio spindulys, tuo mažesni nuostoliai. Taip yra todėl, kad didesnio spindulio bangolaidyje, didesnė elektromagnetinės mikrobangų energijos dalis pasiskirsto oro sluoksnyje, bangolaidžio išorėje.
 - 1.4. Dipolinio stiklo bangolaidžio plačiajuostiškumas gali siekti 100 % ir jį galima valdyti, keičiant bangolaidžio medžiagos temperatūrą.
2. Ištirtos (2.3 poskyryje) tuščiavidurio SiC bangolaidžio bangų fazės ir silpimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio ir temperatūros, gauti tokie rezultatai:
- 2.1. Fazinės bei silpimo charakteristikos stipriai priklauso nuo tuščiavidurio SiC bangolaidžio vidinio kanalo spindulio ir medžiagos temperatūros (pvz., bangolaidžio temperatūrai pakilus nuo 500° C iki 1000° C, EM bangų silpimas padidėja daugiau kaip 50 %). Tyrimai atlikti temperatūrų diapazone 20–1000° C ir nustatyta, kad kuo aukštesnė SiC bangolaidžio temperatūra, tuo didesni bangų fazės ir silpimo koeficientai.
 - 2.2. Bangų silpimo koeficiento priklausomybė nuo dažnio turi ekstremumą, kuris priklauso nuo bangolaidžio temperatūros ir vidinio spindulio. Silpimo charakteristikos pasiekia įsisotinimą ir praktiškai nekinta plačiame aukštų dažnių diapazone. Taip yra todėl, kad SiC ϵ' ir ϵ'' įsisotina prie dažnių > 100 GHz.
 - 2.3. Tuščiavidurio SiC bangolaidžio plačiajuostiškumas mažėja kylant temperatūrai, nes mažėja pirmo aukštesnio tipo bangos atkirtos dažnis. Didėjant bangolaidžio vidiniam spinduliui $0 < r < 1$ mm, plačiajuostiškumas truputį (~ 5 –10 %) padidėja, lyginant su bangolaidžiu be vidinio kanalo. Kai $r > 1$ mm, plačiajuostiškumas sparčiai mažėja, dėl fazinių charakteristikų netiesiškumo.
3. Ištirtos (2.3 poskyryje) dipolinio stiklo-SiC bangolaidžio fazinės charakteristikos ir plačiajuostiškumas, dažnių diapazone nuo 5 GHz iki

100 GHz, kai SiC apvalkalo storis t lygus 2 mm, 1,5 mm ir 1 mm, o temperatūra T lygi 130 K ir 150 K. Nustatyta, kad:

- 3.1. Visi ištirti dipolinio stiklo-SiC bangolaidžiai žemoje temperatūroje (130 K ir 150 K) pasižymi dideliu plačiajuostiškumu, siekiančiu 100 %.
 - 3.2. Priklausomai nuo bangolaidžio medžiagos temperatūros T ir išorinio sluoksnio storio t , pasireiškia skirtingų bangos tipų transformacijos.
 - 3.3. Bangolaidžiai su SiC sluoksnio storiu 1,0–1,5 mm, 130–150 K temperatūroje gali būti naudojami kuriant mikrobangų įtaisus, veikiančius aukštesnio bangos tipo pagrindu ir pasižyminčius nedideliu silpimo koeficientu.
4. Ištirtos (2.4 poskyryje) tuščiavidurių bangolaidžių iš OLC medžiagos, fazės ir silpimo koeficientų charakteristikos, bei EM laukų struktūros. Gauti tokie pagrindiniai rezultatai:
- 4.1. Atlikta pagrindinio hibridinio bangos tipo HE_{11} elektrinių ir magnetinių laukų vizualizacija skersiniame ir išilginiame bangolaidžio pjūviuose ir nustatyta, kuriose pjūvio vietose susitelkia daugiausiai energijos, o kur laukas yra silpniausias.
 - 4.2. Nustatyta hibridinių HE_{11} ir HE_{12} bangos tipų aukštadažnio atkirtos dažnio priklausomybė nuo bangolaidžio vidinio ir išorinio spindulio verčių. Galima sukurti mikrobangų jungiklį, veikiantį arti šio atkirtos dažnio.
 - 4.3. Nustatyta, kad pagrindinio bangos tipo nuostolių maksimumas yra prie 27,5 GHz dažnio ir praktiškai nepriklauso nuo bangolaidžio spindulio. Bangos fazės koeficientas nagrinėjamuose bangolaidžiuose nėra tiesiogiai proporcingas bangolaidžio spinduliui, nes OLC medžiaga pasižymi didele dispersija ir nuostoliais.
5. Pasiūlytas (2.5 poskyryje) naujos konstrukcijos mikrobangų fazės modulatorius pasižymi spartesniu veikimu nei analogai, turi didelį (~80 %) plačiajuostiškumą, gali veikti agresyvioje terpėje.

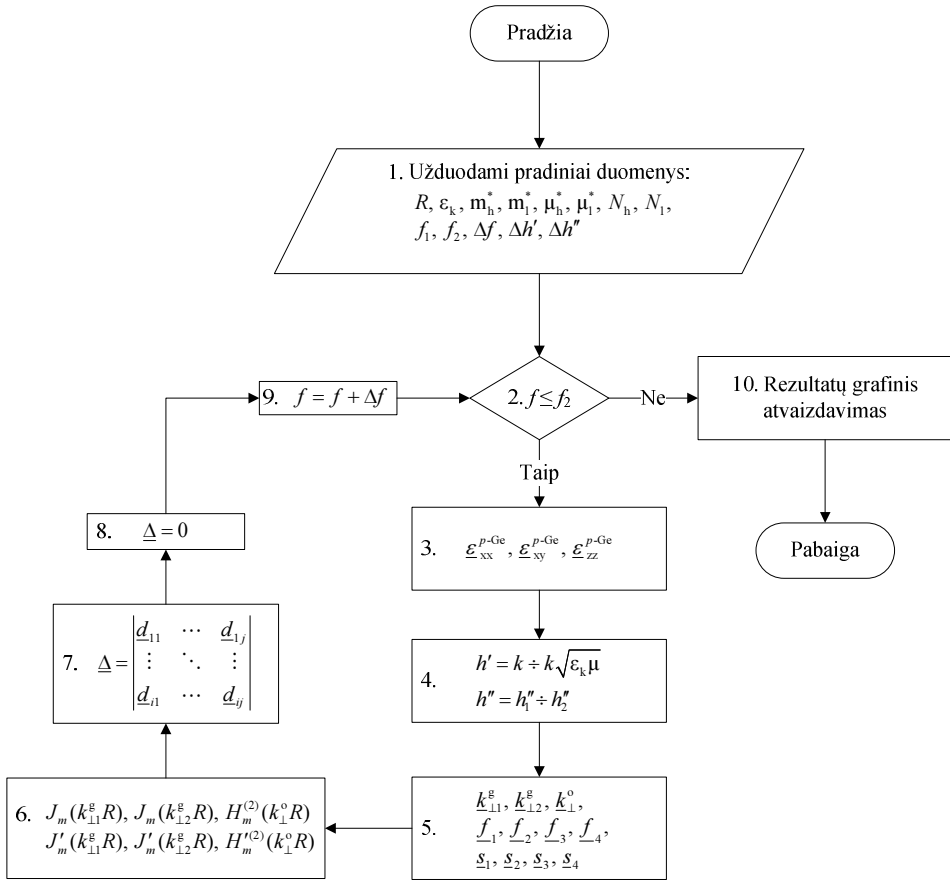
Puslaidininkinių plazminių bangolaidžių skaitiniai tyrimai

Šio skyriaus tikslas – ištirti bangolaidinio tipo bangų sklidimą girotropinėje terpėje. Pristatomi puslaidininkinio p -Ge bangolaidžio, veikiamo nuolatinio magnetinio lauko, fazinių charakteristikų tyrimo rezultatai. Aprašyti p -Ge kompleksinio santykinės dielektrinės skvarbos tenzoriaus skaičiavimai, įvertinant dviejų rūšių krūvininkų (lengvųjų ir sunkiųjų skylių) įtaką. Šio darbo rezultatai leido sukurti naują bangolaidinio fazės modulatoriaus konstrukciją. Skyriuje pateikti išradimo konstrukcinis eskizas ir aprašymas, įvardijami įtaiso privalumai, lyginant su artimiausiais analogais.

Skyriaus tematika paskelbtos penkios publikacijos (Nickelson *et al.* 2011a; Bubnelis 2012; Bubnelis *et al.* 2012a; Bubnelis *et al.* 2012b; Bubnelis *et al.* 2012d) ir vienas Lietuvos patentas (patento Nr. 6010).

3.1. Puslaidininkinių bangolaidžių modelių tyrimo algoritmas

Šiame poskyryje pateiktas puslaidininkinių plazminių bangolaidinių darinių fazinių bei silpimo charakteristikų skaičiavimo programos algoritmo blokinė schema (3.1 pav.). Algoritmą sudaro 10 žingsnių:



3.1 pav. Puslaidininkinių giroelektrinių bangolaidžių modelių tyrimo programos algoritmo schema

Fig. 3.1. Diagram of the calculation algorithm by the program for investigations of semiconductor waveguide models

1. Užduodami pradiniai duomenys bei puslaidininkio medžiagos parametrai: bangolaidžio spindulys R ; puslaidininkio gardelės pastovioji ϵ_k ; sunkiųjų N_h ir lengvųjų N_l skylių koncentracijos, jų efektinės masės m_h^* , m_l^* ir judriai μ_h^* , μ_l^* ; ieškomos bangos simetrijos indeksas m ; skaičiavimo dažnių diapazonas $f_1 \div f_2$; fazės bei silpimo koeficientų skaičiavimo žingsniai $\Delta h'$, $\Delta h''$.

2. Pagrindinio programos ciklo metu atliekama puslaidininkinio giroelektrinio bangolaidžio dispersinės lygties sprendinių paieška 1 punkte pasirinktame dažnių diapazone.
3. Skaičiuojamos magnetiškai aktyvios puslaidininkinės plazmos santykinės dielektrinės skvarbos tenzoriaus komponentių reikšmės prie dažnio f , formulės (3.2)–(3.4).
4. Užduodamos arba apskaičiuojamos fazės h' ir silpimo h'' koeficientų kitimo ribos. Nuo 1 punkte pasirinktų žingsnių dydžio priklauso skaičiavimų tikslumas ir trukmė.
5. Skaičiuojami bangos sklidimo koeficientai (skersiniai bangų skaičiai) girotropinėje terpėje $\underline{k}_{\perp 1}^g, \underline{k}_{\perp 2}^g$ ir ore \underline{k}_{\perp}^o . Taip pat skaičiuojami laikinieji koeficientai $\underline{f}_1 - \underline{f}_4$ ir $\underline{s}_1 - \underline{s}_4$, kurie palengvina determinanto elementų (7 punktas) išraiškų užrašymą. Šios išraiškos yra pateiktos (Nickelson *et al.* 2007) darbe.
6. Apskaičiuoti 5 punkte bangų sklidimo koeficientai naudojami Beseilio ir Hankelio cilindrinų funkcijų ir jų išvestinių skaičiavimui.
7. Apskaičiavę puslaidininkio santykinės dielektrinės skvarbos tenzorius, skersinius bangų skaičius bei cilindrinų funkcijų reikšmes prie fiksuoto dažnio f , formuojame sprendžiamos lygčių sistemos determinantą $\underline{\Delta}$. Suformuotas determinantas yra išskleidžiamas analitine išraiška, kuri yra pateikta (Nickelson *et al.* 2007) darbe. Tokiu būdu, determinanto elementus programoje galima užrašyti matriciniu pavidalu ir išvengti papildomų ciklų naudojimo programoje. Tai leidžia paspartinti skaičiavimus ir supaprastina programos kodą.
8. Lygčių sistemos determinantą prilyginę 0, gauname dispersinę lygtį. Šios lygties kompleksinės šaknys gali būti ieškomos pagal 2.1 poskyryje aprašytą metodiką.
9. Dažnis padidinamas 1 punkte pasirinktu žingsniu ir pradedamas naujas skaičiavimo ciklas.
10. Atlikus skaičiavimus visame pasirinktame dažnių diapazone, grafikų pavidalu pateikiamos modeliuojamo giroelektrinio bangolaidžio fazės h' ir silpimo h'' koeficientų priklausomybės nuo dažnio f .

3.2. Puslaidininkinių p -Ge giroelektrinių bangolaidžių elektrodinaminiai tyrimai

Šiame poskyryje yra pristatomos atvirųjų cilindrinų germanio (Ge) bangolaidžių kompleksinės fazinės charakteristikos. Skaičiavimuose įvertinta tai, kad p -Ge medžiaga turi skirtingas lengvųjų ir sunkiųjų skylių koncentracijas. Kraštinis elektrodinamikos uždavinys, šiuo atveju, yra sprendžiamas dalinių sričių metodu. Dispersinės lygties kompleksinių šaknų ieškoma Mullerio metodu (Asmontas *et al.* 2010). Girotropinių bangolaidžių dispersinė lygtis, visų tipų EM bangoms, yra pateikta darbe (Nickelson *et al.* 2007).

Šioje disertacijoje pateikiamos kompleksinio išilginio bangos skaičiaus $\underline{h} = h' - ih''$, kur h' yra bangos fazės koeficientas ir h'' yra bangos silpimo koeficientas (nuostoliai), priklausomybės nuo dviejų rūšių krūvininkų koncentracijos ir EM virpesių dažnio. Tyrimas atliktas kairiosios apskritiminės poliarizacijos $e^{+i\varphi}$ EM bangoms, dažnių ruože 5–200 GHz. Šio tipo bangos dar yra vadinamos helikoninėmis bangomis. Skaičiavimams buvo naudojama Matlab kalba parašyta programa.

Buvo aptikta naujų p -Ge bangolaidžių savybių, kurios gali būti naudingos kuriant valdomus mikrobangų įtaisus.

Puslaidininkio, patalpinto nuolatiniam išilginiame magnetiniame lauke, elektrodinaminės savybės apibūdina santykinės dielektrinės skvarbos tenzorius $\underline{\underline{\epsilon}}_r^{p-Ge}$. Tenzoriaus komponentai priklauso nuo tokių medžiagos parametrų kaip puslaidininkio gardelės pastovioji, krūvininkų efektinė masė ir judris, magnetinio lauko indukcija B_0 , krūvininkų koncentracija N ir EM virpesių dažnis f (Nickelson *et al.* 2009a):

$$\underline{\underline{\epsilon}}_r^{p-Ge} = \begin{vmatrix} \underline{\epsilon}_{xx}^{p-Ge} & i\underline{\epsilon}_{xy}^{p-Ge} & 0 \\ -i\underline{\epsilon}_{xy}^{p-Ge} & \underline{\epsilon}_{xx}^{p-Ge} & 0 \\ 0 & 0 & \underline{\epsilon}_{zz}^{p-Ge} \end{vmatrix} \quad (3.1)$$

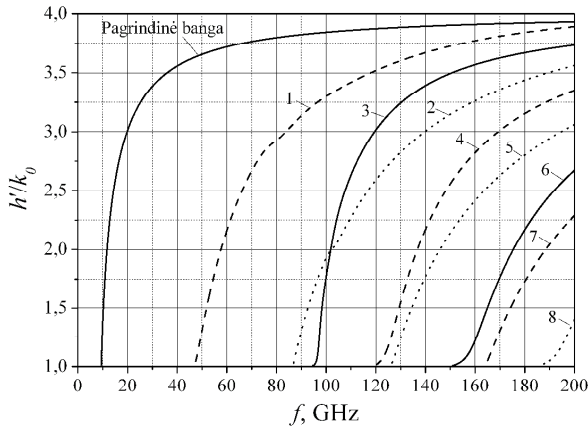
Kadangi p -Ge turi dviejų rūšių krūvininkus, skaičiuojant kompleksinius tenzorius komponentus, reikia įvertinti sunkiųjų ir lengvųjų skylių įtaką. $\underline{\epsilon}_{xx}^{p-Ge}$, $\underline{\epsilon}_{xy}^{p-Ge}$, $\underline{\epsilon}_{zz}^{p-Ge}$ yra kompleksiniai tenzorius $\underline{\underline{\epsilon}}_r^{p-Ge}$ komponentai:

$$\underline{\epsilon}_{xx}^{p-Ge} = \epsilon_k^{p-Ge} \left(1 - \sum_{n=1}^2 \left(\frac{i\omega_{pn}^2}{\omega} \cdot \frac{(v_n + i\omega)}{(v_n + i\omega)^2 + \omega_{cn}^2} \right) \right), \quad (3.2)$$

$$\underline{\varepsilon}_{xy}^{p-Ge} = -\varepsilon_k^{p-Ge} \sum_{n=1}^2 \left(\frac{\omega_{pn}^2}{\omega} \cdot \frac{\omega_{cn}}{(\nu_n + i\omega)^2 + \omega_{cn}^2} \right), \quad (3.3)$$

$$\underline{\varepsilon}_{zz}^{p-Ge} = \varepsilon_k^{p-Ge} \left(1 - \sum_{n=1}^2 \left(\frac{i\omega_{pn}^2}{\omega} \cdot \frac{1}{(\nu_n + i\omega)} \right) \right), \quad (3.4)$$

čia ω_{pn} – plazmos savųjų virpesių kampinis dažnis, ω_{cn} – ciklotroninio rezonanso kampinis dažnis, ν_n – vidutinis laisvųjų krūvininkų susidūrimų su puslaidininkio gardele dažnis (Nickelson *et al.* 2009a). Indeksas n formulėse parodo, kad parametras yra skaičiuojamas atskirai sunkiosioms ($n=1$) ir lengvosioms ($n=2$) skylutėms. Keičiant skirtingų rūšių krūvininkų koncentracijas, galima keisti EM bangų sklaidimą puslaidininkio plazmoje.



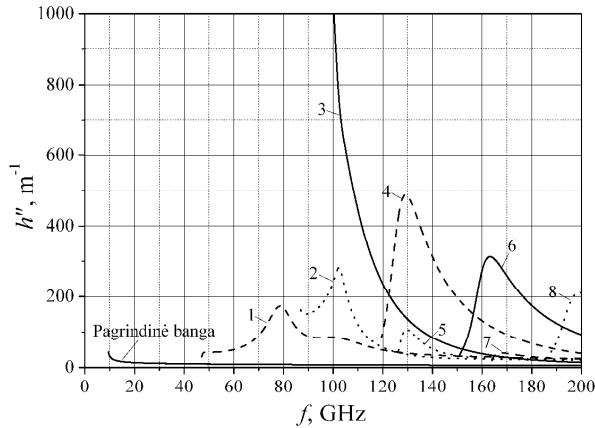
3.2 pav. Pagrindinio ir aukštesnių bangos tipų (1–8) normuoto bangos fazės koeficiento priklausomybės nuo dažnio, kai sunkiųjų skylių koncentracija sudaro 5 % visų krūvininkų

Fig. 3.2. Dependences of the waveguide normalized propagation constant for main and higher (1–8) modes on frequencies when heavy holes' concentration is 5 % of total carrier concentration

Sunkiųjų skylių efektinė masė p -Ge yra $m_h^* = 0,279m_e$, judrumas yra $\mu_h^* = 6,3 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Lengvųjų skylių efektinė masė yra $m_l^* = 0,043m_e$, judrumas yra $\mu_l^* = 40,9 \text{ m}^2/\text{V} \cdot \text{s}$. Puslaidininkio gardelės pastovioji lygi $\varepsilon_k^{p-Ge} = 16$.

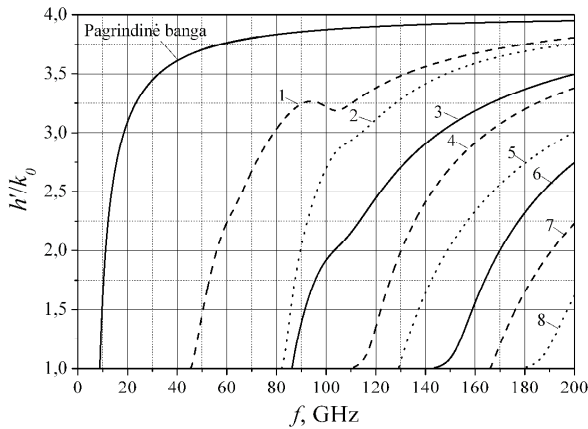
Puslaidininkinių p -Ge bangolaidžių fazinės charakteristikos yra apskaičiuotos, kai sunkiųjų skylių koncentracija N_h sudaro 5 %, 50 % ir 95 % visų krūvininkų koncentracijos N bangolaidyje. Laisvųjų krūvininkų koncentracija (įskai-

tant lengvasias N_l ir sunkiasias N_h skylutes) lygi $N = N_h + N_l = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Skaičiavimai atlikti, esant bangolaidžio spinduliui lygiam 1 mm.



3.3 pav. Pagrindinio ir aukštesnių bangos tipų (1–8) silpimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio, kai sunkiųjų skylių koncentracija sudaro 5 % visų krūvininkų

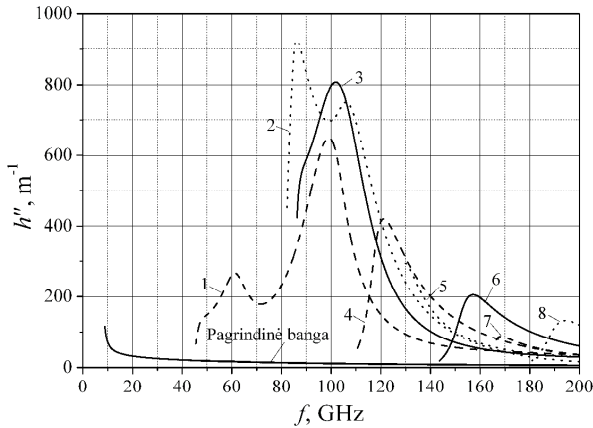
Fig. 3.3. Dependences of the waveguide losses for main and higher (1–8) modes on frequencies when heavy holes' concentration is 5 % of total carrier concentration



3.4 pav. Pagrindinio ir aukštesnių bangos tipų (1–8) normuoto bangos fazės koeficiento priklausomybės nuo dažnio, kai sunkiųjų skylių koncentracija sudaro 50 % visų krūvininkų

Fig. 3.4. Dependences of the waveguide normalized propagation constant for main and higher (1–8) modes on frequencies when heavy holes' concentration is 50 % of total carrier concentration

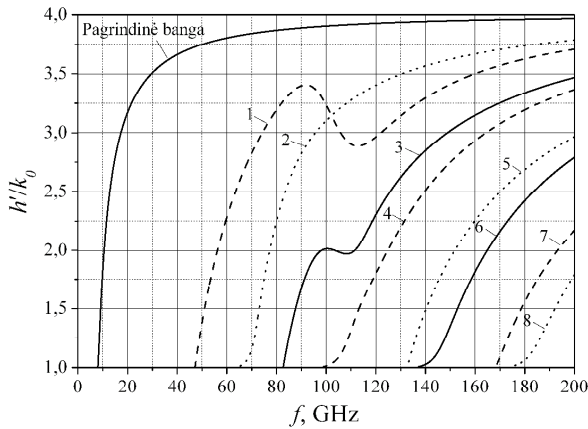
3.2, 3.4, 3.6 paveiksluose pavaizduotos pagrindinio ir aštuonių aukštesnių bangos tipų normuoto bangos fazės koeficiento h'/k priklausomybės nuo dažnio, dažnių ruože 5–200 GHz, kur k yra išilginis bangos skaičius vakuume.



3.5 pav. Pagrindinio ir aukštesnių bangos tipų (1–8) silpimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio, kai sunkiųjų skylių koncentracija sudaro 50 % visų krūvininkų

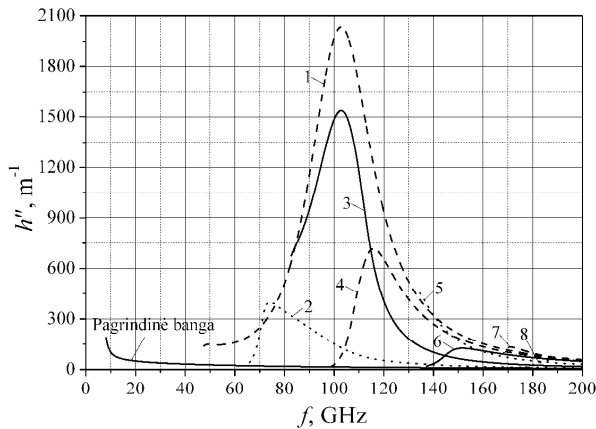
Fig. 3.5. Dependences of the waveguide losses for main and higher (1–8) modes on frequencies when heavy holes' concentration is 50 % of total carrier concentration

Yra žinoma, kad cilindrinė dielektrinių bangolaidžių pagrindinis bangos tipas HE_{11} yra hibridinė banga su pirmu indeksu lygiu 1. Šiame darbe nagrinėjami bangų tipai, kurių pirmasis indeksas lygus 1, t. y. tos pačios simetrijos (pagal φ) kaip ir pagrindinis bangos tipas. 3.3, 3.5 ir 3.7 paveiksluose pavaizduoti nuostolių grafikai. Pirmasis aukštesnis bangos tipas yra pažymėtas numeriu 1, antrasis – 2 ir t.t. Kai N_h / N yra 0,05; 0,5; 0,95, pagrindinio bangos tipo kriziniai dažniai atitinkamai lygūs 9,4 GHz, 8,83 GHz ir 8,06 GHz. Didėjant santykiui N_h / N , pagrindinio bangos tipo krizinis dažnis pamažu slenka žemesnių dažnių link. Nuostolių grafikuose (3.3, 3.5, 3.7 pav.) matome, kad pagrindinio bangos tipo nuostoliai h_p'' yra mažesni negu aukštesnių bangos tipų nuostoliai h_a'' , visame dažnių ruože. Priklausomai nuo sunkiųjų skylių koncentracijos, keičiasi santykio h_a'' / h_p'' ekstremumų reikšmės ir jų padėtys dažnių ašyje f . Pvz., kai $N_h / N = 50 \%$, maksimumas $h_a'' / h_p'' = 60$ ($f = 100$ GHz) ir minimumas $h_a'' / h_p'' = 2,5$ ($f = 200$ GHz).



3.6 pav. Pagrindinio ir aukštesnių bangos tipų (1–8) normuoto bangos fazės koeficiento priklausomybės nuo dažnio, kai sunkiųjų skylių koncentracija sudaro 95 % visų krūvininkų

Fig. 3.6. Dependences of the waveguide normalized propagation constant for main and higher (1–8) modes on frequencies when heavy holes' concentration is 95 % of total carrier concentration



3.7 pav. Pagrindinio ir aukštesnių bangos tipų (1–8) silpimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio, kai sunkiųjų skylių koncentracija sudaro 95 % visų krūvininkų

Fig. 3.7. Dependences of the waveguide losses for main and higher (1–8) modes on frequencies when heavy holes' concentration is 95 % of total carrier concentration

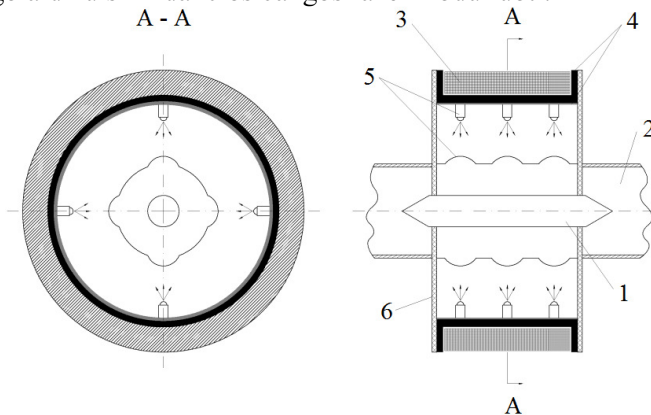
Skirtingų bangos tipų dažninėse charakteristikose gali atsirasti daugiau nei vienas nuostolių rezonansas (3.5 pav.). Kai sunkiųjų skylių koncentracija yra mažesnė už 30 %, 2 ir 3 bangos tipai yra susipynę (3.2 pav.). Tuomet stipriai išauga 3 bangos tipo silpimas, 3.3 paveiksle 2 ir 3 bangos tipai transformuojasi ties 101,8 GHz dažniu, t. y. 2 bangos tipas virsta 3, o 3 virsta 2.

Pirmojo ir antrojo aukštesnių bangos tipų dažninės charakteristikos susikerta ties 102 GHz dažniu ir įvyksta šių bangos tipų transformacija, kai sunkiųjų skylių koncentracija yra didelė (3.6 pav.). Tai reiškia, kad prie dažnių didesnių už 102 GHz pirmo aukštesnio tipo banga virsta antro aukštesnio tipo banga ir sklinda bangolaidyje įgijusi kitą EM struktūrą. Antro aukštesnio tipo banga virsta pirmo aukštesnio tipo banga prie dažnių $f \geq 102$ GHz.

Tirtuose puslaidininkinių bangolaidžių modeliuose aptikti rezonansiniai efektai yra susiję su puslaidininkio kompleksinės santykinės dielektrinės skvarbos tenzoriaus komponentų dažninėmis priklausomybėmis, kurioms taip pat būdingi ekstremumai. Mikrobangų įtaisai, sukurti tokių bangolaidžių pagrindu, galėtų veikti platesniame darbo dažnių diapazone, kadangi aukštesni bangos tipai beveik netrukdo pagrindinės bangos sklidimui bangolaidyje.

3.3. Optiškai valdomas dviejų rūšių krūvininkų *p*-Ge fazės modulatorius

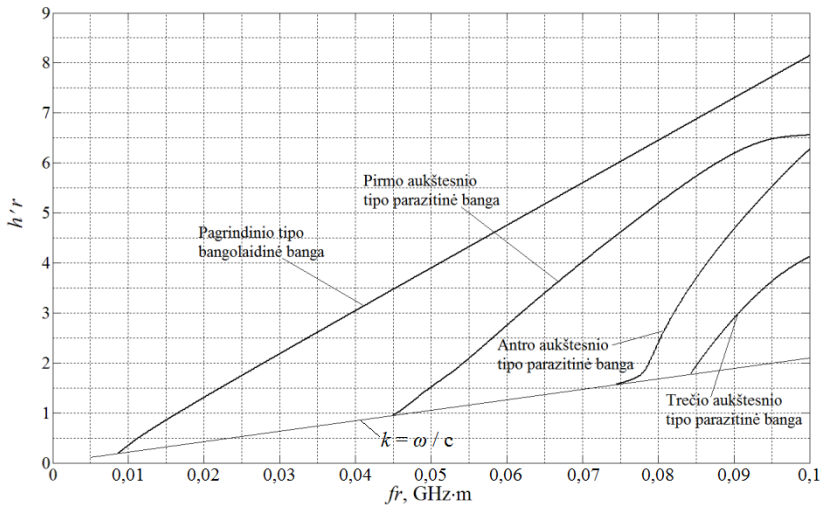
Šiame poskyryje pateikiamas šviesa valdomo mikrobangų fazės modulatoriaus išradimo aprašymas. Išradimas priskiriamas mikrobanginiams įrenginiams ir yra taikomas bangolaidžių sklindančios bangos fazei moduluoti.



3.8 pav. Optiškai valdomo spartaus plačiajuosčio fazės modulatoriaus konstrukcija

Fig. 3.8. Optically controlled high-speed broadband phase modulator structure

Analogiškas prietaisas buvo sukurtas (Babbitt *et al.* 1984). Analogas yra nuolatinis magnetinis lauku valdomas feritinis modulatorius. Pagrindinės šio modulatoriaus dalys yra kvadrato formos skerspjūvio feritinis strypas ir solenoidas, kuriantis nuolatinį išilginį magnetinį lauką. Feritinis strypas patalpintas solenoido viduje ir yra priskiriamas dielektrinių bangolaidžių klasei. Tokiame girotropiniame bangolaidyje sklinda pagrindinė ir aukštesnio tipo hibridinės HE_{mn} ir EH_{mn} bangos.

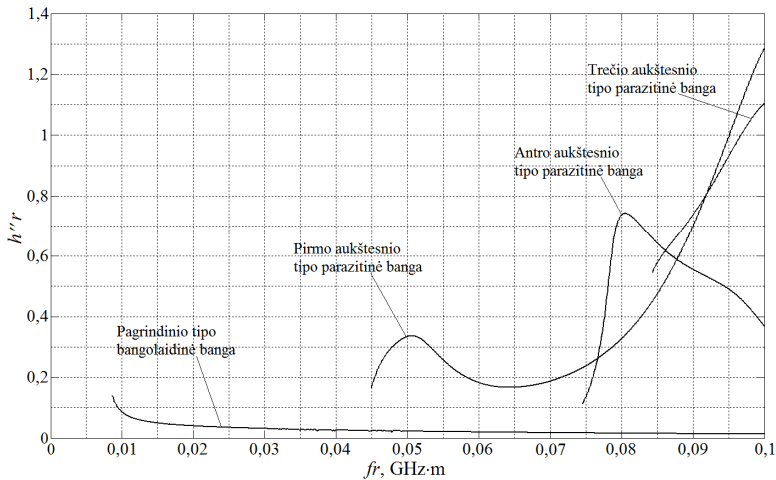


3.9 pav. Pagrindinio ir aukštesniųjų bangos tipų normuoto fazės koeficiento $h'r$ priklausomybė nuo normuoto dažnio fr plazminiame p -Ge bangolaidyje, kurio $\epsilon_k = 16$, $B_0 = 1$ T, $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $m_h^* = 0,279m_e$, $m_l^* = 0,043m_e$, $\mu_h^* = 6,3 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_l^* = 40,9 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, kai sunkiųjų skylių koncentracija puslaidininkyje sudaro 70 %

Fig. 3.9. Dependences of the plasma p -Ge waveguide normalized phase constant $h'r$ of the main and higher modes on the normalized frequency fr when the heavy holes' concentration is 70 % of the total carrier concentration and other parameters are: $\epsilon_k = 16$, $B_0 = 1$ T, $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $m_h^* = 0.279m_e$, $m_l^* = 0.043m_e$, $\mu_h^* = 6.3 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_l^* = 40.9 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$

Analogas turi tris esminius trūkumus. Pirmą, tai sąlyginai mažas plačiajuos-
tiškumas, kadangi stačiakampio formos skerspjūvio bangolaidyje gali sklisti di-
desnis parazitinių bangų skaičius, lyginant su tokio pat skerspjūvio plokščio cilind-
rinės formos bangolaidžiu. Antras trūkumas – maža įtaiso greیتaveika, kadangi
valdančiojo magnetinio lauko H_0 ($B_0 = \mu_0 \mu_r H_0$) pokytis gaunamas keičiant sole-
noidu tekančios srovės stiprį, todėl valdymo procesas yra inertiškas, nepakan-
kamai spartus. Trečias trūkumas – ribotas darbo dažnių diapazonas, dėl staigaus

fazės pokyčio sumažėjimo (proporcingo bangos ilgiui) įmagnetintame feritiniame bangolaidyje aukštų dažnių srityje. Viršutinė dažnių riba, kada keičiant H_0 gali keistis ferito fazės pokytis, yra 2/3 YAD (ypač aukšti dažniai, 30–300 GHz) diapazono. Šių trūkumų neturi puslaidininkinės medžiagos.



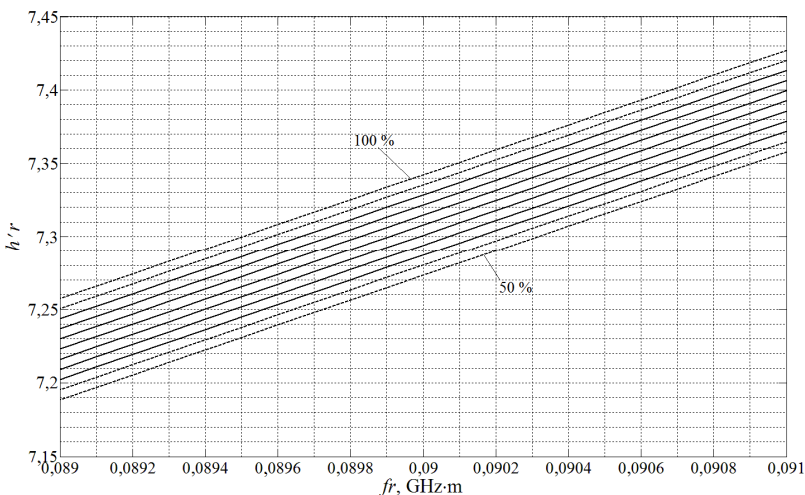
3.10 pav. Pagrindinio ir aukštesniųjų bangos tipų normuoto silpimo koeficiento $h''r$ priklausomybė nuo normuoto dažnio fr plazminiame p -Ge bangolaidyje, kurio $\varepsilon_k = 16$, $B_0 = 1$ T, $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $m_h^* = 0,279m_e$, $m_l^* = 0,043m_e$, $\mu_h^* = 6,3 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_l^* = 40,9 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, kai sunkiųjų skylių koncentracija puslaidininkyje sudaro 70 %

Fig. 3.10. Dependences of the plasma p -Ge waveguide normalized attenuation constant $h''r$ of the main and higher modes on the normalized frequency fr when the heavy holes' concentration is 70 % of the total carrier concentration and other parameters are: $\varepsilon_k = 16$, $B_0 = 1$ T, $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $m_h^* = 0.279m_e$, $m_l^* = 0.043m_e$, $\mu_h^* = 6.3 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, $\mu_l^* = 40.9 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$

Siekiant išvengti pirmojo minėto trūkumo, siūlomas cilindrinis bangolaidis su normuotu spinduliu $fr = 0,03\text{--}0,1 \text{ GHz}\cdot\text{m}$. Kai $fr < 0,03 \text{ GHz}\cdot\text{m}$, moduliatoriaus veikimas būtų nestabilus, nes šioje srityje yra pagrindinio bangos tipo križinis dažnis, be to, fazės pastovioji keičiasi pernelyg sparčiai, kintant dažniui. Kai $fr > 0,1 \text{ GHz}\cdot\text{m}$ susižadina didelis skaičius aukštesnio tipo parazitinių bangų, kurios yra tos pačios simetrijos, kaip ir pagrindinio tipo banga ir jų nuostoliai yra vienos eilės su pagrindinės bangos nuostoliais. Todėl bendri moduliatoriaus nuostoliai padidėja, be to, parazitinių bangų nuostoliai papildomai ir neprognozuojamai moduluotų bei iškraipytų naudingą signalą. Atkreipiame dėmesį, kad atitinkamų matmenų stačiakampio plazminiame puslaidininkiniame bango-

laidyje prie aukštesnių dažnių atsiranda žymiai didesnis skaičius aukštesnio tipo parazitinių bangų, todėl stačiakampė bangolaidžio forma pablogina moduliatoriaus charakteristikas.

Siekiant išvengti antrojo minėto trūkumo, siūloma pakeisti feritinę medžiagą, iš kurios pagamintas bangolaidis, puslaidininkine skylinio laidumo germanio (*p*-Ge) medžiaga. Šio puslaidininkio EM savybės priklauso nuo koncentracijos proporcijos tarp sunkiųjų ir lengvųjų skylių. Tokiu būdu, užuot valdant (magnetiniu lauku H_0) bangolaidyje sklindančios bangos ilgį, siūloma fiksuoti pastarąjį dydį, o valdymą atlikti keičiant lengvųjų ir sunkiųjų skylių koncentracijas. Tai pasiekama pereinant skylutėms iš vienos energijos juostos į kitą, veikiant medžiagą infraraudonosios šviesos spinduliais, kurių bangos ilgis *p*-Ge atveju yra $\sim 2\text{--}10\ \mu\text{m}$ (esant laisvųjų krūvininkų koncentracijai $N \sim 10^{19}\text{--}10^{22}\ \text{m}^{-3}$). Toks optinis skylių perėjimas iš vienos valentinės juostos lygmens į kitą yra labai greitas – dešimtųjų pikosekundės dalių eilės ($\sim 10^{-13}\ \text{s}$). Duomenys apie šio proceso greitaveiką paimti iš literatūros (Beregulin *et al.* 1982; Leung 1980).



3.11 pav. Pagrindinio bangos tipo fazinės charakteristikos $h'r(fr)$ priklausomybė nuo santykinės sunkiųjų skylių koncentracijos. Punktyrinėmis linijomis pavaizduotos kreivės atitinka sunkiųjų skylių koncentracijas 50 %, 55 %, 90 % ir 95 %, ištisinėmis linijomis pavaizduotos kreivės atitinka sunkiųjų skylių koncentracijas 60–85 %

Fig. 3.11. Dependences of the normalized propagation constant $h'r$ of the main mode on the heavy holes' concentration. Dotted (dash) line curves correspond to the heavy holes' concentration 50 %, 55 %, 90 %, 95 % and solid lines correspond to the heavy holes' concentration 60–85 %

Siekiant išvengti trečiojo minėto trūkumo, siūloma įmagnetintą feritą pakeisti kieto kūno puslaidininkine plazma. Plazminis puslaidininkinis bangolaidis gali veikti visame YAD diapazone, o taip pat ir aukštesnių dažnių, pavyzdžiui, HAD (hiperaukštieji dažniai, 300–3000 GHz) diapazone. Kiekvienam dažnių diapazonui yra apskaičiuojamas bangolaidžio spindulys. Norint gauti norimas bangolaidžio EM charakteristikas, t. y. nustatyti reikiamas medžiagos savybes tam tikrame dažnių ruože, reikia atitinkamai pakeisti puslaidininkio laisvųjų krūvininkų koncentraciją N ir (arba) dydį H_0 .

Siūlomo optiškai valdomo spartaus plačiajuosčio fazės modulatoriaus, sudaryto iš atviro puslaidininkinio plazminio bangolaidžio ir apšvietimo sistemos, naujumas yra tas, kad cilindrinės formos bangolaidis pagamintas iš skylinio laidumo germanio (p -Ge), kurio EM savybės stipriai priklauso nuo koncentracijos proporcijos tarp sunkiųjų ir lengvųjų skylių, o ši proporcija yra valdoma keičiant šviesos intensyvumą šviesos šaltinių sistemos pagalba.

Išradimo esmė paaiškinta 3.8–3.11 paveiksluose.

Modulatorius sudarytas iš elementų: puslaidininkinis p -Ge bangolaidis (1); cilindriniai metaliniai bangolaidžiai (2); solenoidas (3); dielektrinis karkasas (4); šviesos šaltinių sistema (5); laikikliai (6).

Modulatorius veikia tokiu būdu. Plazminis puslaidininkinis cilindrinis bangolaidis yra pagamintas iš laidumo germanio (p -Ge), kurio dielektrinės skvarbos tenzoriaus elementai ϵ_{xx} , ϵ_{xy} , ϵ_{zz} , t. y. EM puslaidininkio savybės skirtingomis kryptimis, stipriai priklauso nuo koncentracijos proporcijos tarp sunkiųjų ir lengvųjų skylių, o ši proporcija yra valdoma šviesos šaltinių sistemos. Keičiant šviesos, apšviečiančios bangolaidžio darbinį paviršių, intensyvumą, yra keičiama bangolaidyje sklindančios EM bangos fazė. Svarbu, kad cilindrinio plazminio p -Ge bangolaidžio normuotas spindulys yra diapazone $f\lambda = 0,03–0,1$ GHz·m, sunkiųjų skylių koncentracija yra keičiama nuo 60 % iki 90 % bendros skylių koncentracijos N bangolaidyje. Modulatorius skirtas darbui ir prie žemos temperatūros, todėl gali būti naudojamas palydovinėje įrangoje, dirbančioje virš Žemės stratosferos (kosmose).

Siūlomo įtaiso aktualumą ir poreikį patvirtina pastarųjų metų patentai:

1. (Lim et al. 2013). Naudojama sudėtinga daugiasluoksnė struktūra, sudaryta iš sluoksniuoto germanio ir silicio bangolaidžio, sudėtingos metalinių kontaktų konfigūracijos ir oksido sluoksnio. Germanio bangolaidis taip pat suformuotas iš kelių sluoksnių. Struktūroje yra du bangolaidžiai, ryšys tarp kurių sudarytas per germanio bangolaidį. Konstrukcijos trūkumai – sudėtinga gamyba, inertiškumas.
2. (Yagi 2012). Naudojama sudėtinga daugiasluoksnė dvilaidė mikrojuostelinė (MJL) struktūra, sudaryta iš p -tipo ir n -tipo puslaidininkinių sluoksnių padėklo, įžemintas sluoksnis gali būti pagamintas iš

nelegiruoto puslaidininkio InP. Juostelių, pagamintų iš silicio nitrido (SiN) arba silicio oksido (SiO₂), storis yra 300 nm. Trūkumas – konstrukcijos sudėtingumas.

3. (Baba *et al.* 2012). Konstrukcijoje panaudotas atviras daugiasluoksnis briaunuotas bangolaidis, sudarytas iš puslaidininkinių ir dielektrinių sluoksnių. Trūkumai – konstrukcijos sudėtingumas ir inertiškumas.

4. (Kim *et al.* 2002). Naudojama sudėtinga daugiasluoksnė vienlaidė MJL struktūra, turinti įvairių dydžių bangolaidinius kanalus.

Plazminio *p*-Ge bangolaidžio fazinės charakteristikos buvo išnagrinėtos kai sunkiųjų skylių koncentracija puslaidininkyje sudaro nuo 0 iki 100 % visų krūvininkų koncentracijos N , su žingsniu 5 %. 3.9, 3.10 paveiksluose pateiktos *p*-Ge bangolaidžio dispersinės charakteristikos, kai sunkiųjų skylių koncentracija yra 70 %. Pristatytos pagrindinės (turinčios žemiausią krizinį dažnį) bangos HE₁₁ ir trijų aukštesnio tipo parazitinių hibridinių bangų dispersinės kreivės. Fazinė bangolaidžio charakteristika yra tiesinė plačiame dažnių ruože (3.10 pav.). Bangolaidžio normuotas dažnis $f\bar{r} = 0,03\text{--}0,1 \text{ GHz}\cdot\text{m}$, pastoviojo magnetinio srauto tankis (magnetinė indukcija) $B_0 = 1 \text{ T}$, bendra skylių koncentracija $N = 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, sunkiųjų skylių efektinė masė $m_h^* = 0,279m_e$, lengvųjų skylių efektinė masė $m_l^* = 0,043m_e$, kur m_e yra elektrono masė, sunkiųjų skylių judris $\mu_h^* = 6,3 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, lengvųjų skylių judris $\mu_l^* = 40,9 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.

Fazės poslinkis skaičiuojamas pagal tokią formulę:

$$|\Delta\vartheta|_{f\bar{r} = \text{const}} = |h'_{90\%} - h'_{60\%}|_{f\bar{r} = \text{const}} \times \frac{360L}{2\pi}, ^\circ \text{ (laipsn.)}, \quad (3.5)$$

čia $h'_{60\%}$ ir $h'_{90\%}$ – pagrindinio bangos tipo fazės pastovioji, kai sunkiųjų skylių koncentracija sudaro atitinkamai 60 % ir 90 % visų krūvininkų koncentracijos bangolaidyje; L – bangolaidžio ilgis.

Kai $f\bar{r} = 0,09 \text{ GHz}\cdot\text{m}$, $h'_{60\%} = 7287 \text{ m}^{-1}$, $h'_{90\%} = 7328 \text{ m}^{-1}$, $L = 10 \text{ cm}$, fazės poslinkis $|\Delta\vartheta| \approx 235^\circ$.

3.4. Trečiojo skyriaus išvados

1. Pagal sukurtą algoritmą išnagrinėtos *p*-Ge bangolaidžių, su dviejų rūšių laisvaisiais krūvininkais, devynių bangos tipų fazinės charakteristikos, dažnių diapazone 5–200 GHz. Nustatyta, kad:

- 1.1. Pagrindinio bangos tipo nuostoliai p -Ge bangolaidyje yra bent du kartus mažesni už aukštesnių bangos tipų nuostolius.
 - 1.2. p -Ge puslaidininkiniame bangolaidyje stebimas EH_{11} ir HE_{12} aukštesnių bangos tipų transformacijos efektas, kai sunkiųjų skylių koncentracija sudaro apie 95 % visų krūvininkų.
 - 1.3. Kai sunkiosios skylutės sudaro apie 50 % visų krūvininkų koncentracijos, dažnių ruože 5–130 GHz, pagrindinio bangos tipo nuostoliai yra nuo 6 iki 60 kartų mažesni už aukštesnių bangos tipų nuostolius. Ši savybė galėtų būti panaudota, siekiant praplėsti mikrobangų įtaisų darbo dažnių diapazoną (plačiajuostiškumą).
2. Pasiūlytas (3.2 poskyryje) išradimas pasižymi tokiais privalumais, lyginant su artimiausiais analogais, kaip didelis plačiajuostiškumas (aukštesnio tipo bangos neiškraipo signalo), spartesnis veikimas (šviesa per pikosekundės dalį keičia krūvininkų koncentraciją ir įtaisyso charakteristikas), platus darbo dažnių diapazonas (puslaidininkiniai bangolaidžiai gali veikti YAD, HAD diapazonuose).
3. Kintant sunkiųjų skylių santykinei koncentracijai nuo 60 % iki 90 % visų krūvininkų, puslaidininkiniame p -Ge bangolaidyje fazės poslinkis lygus 235° , kai bangolaidžio ilgis yra 0,1 m, o normuotas spindulys $f\lambda = 0,09$ GHz·m.

Metamedžiaginių bangolaidžių skaitiniai tyrimai

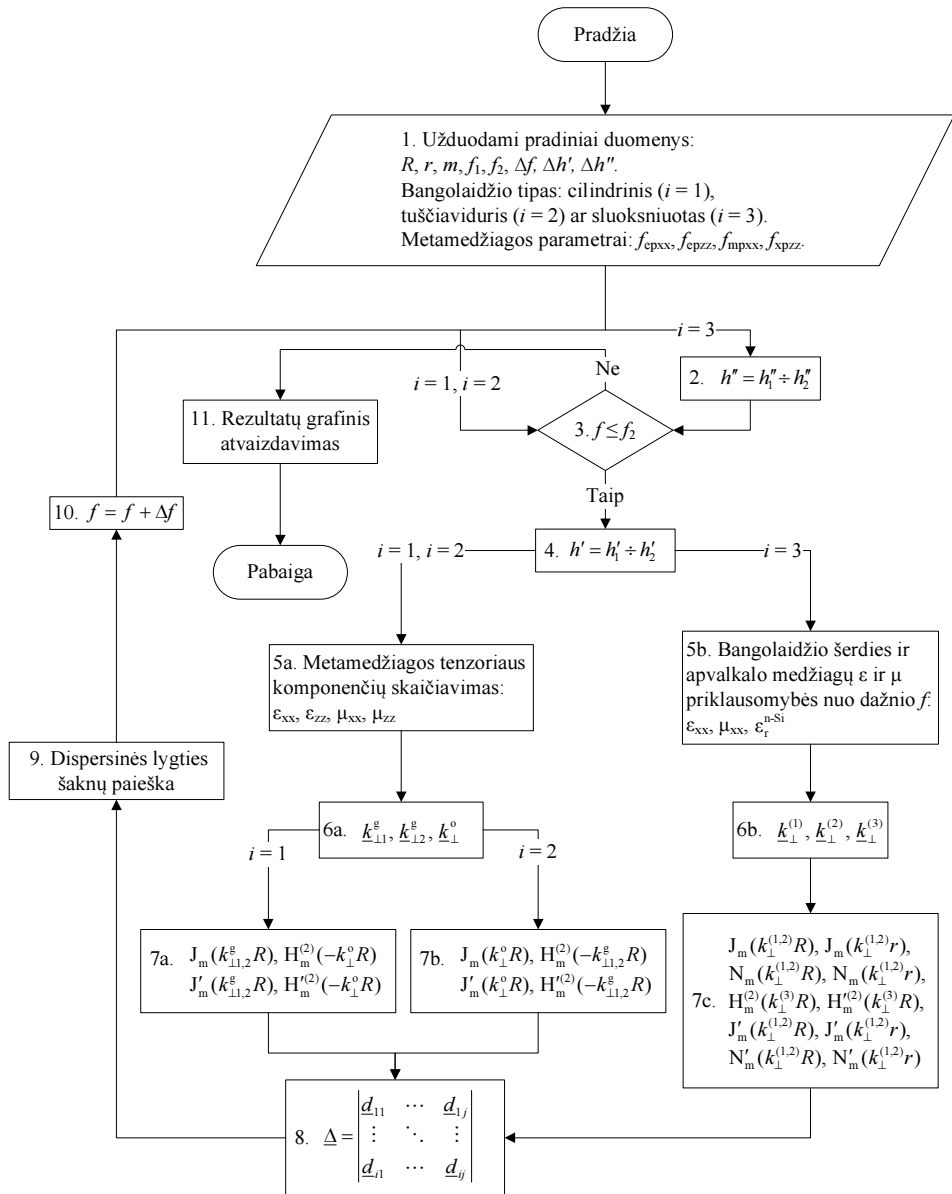
Šiame skyriuje nagrinėjami bangolaidiniai dariniai, sudaryti iš metamedžiagų. Šios medžiagos, prie tam tikrų dažnių, gali turėti neigiamą arba artimą nuliui santykinę magnetinę ir/ar dielektrinę skvarbas. Sukurtas skaičiavimo programos kodas leidžia tirti bangolaidinių darinių modelius su šerdimi iš anizotropinės medžiagos ir dielektriko apvalkalu. Bangolaidžiai iš tokių medžiagų pasižymi neįprastomis dispersinėmis charakteristikomis. Pristatomos cilindrinuose, tuščiaiduriuose ir sluoksniuotuose bangolaidžiuose sklindančių bangų fazės ir silpimo koeficientų priklausomybės nuo bangolaidžio spindulio. Nustatomas optimalus spindulys, kuomet bangolaidyje pasireiškia vienmodis režimas, maži nuostoliai ar kitos savybės.

Skyriaus tematika paskelbtos penkios mokslinės publikacijos (Nickelson *et al.* 2012d; Ašmontas *et al.* 2012; Nickelson *et al.* 2012a; Nickelson *et al.* 2012c; Nickelson *et al.* 2013).

4.1. Metamedžiaginių bangolaidžių modelių tyrimo algoritmas

Šiame poskyryje pateiktas bangolaidinių darinių, sudarytų iš metamedžiagų fazinių bei silpimo charakteristikų skaičiavimo programos algoritmo blokinė schema (4.1 pav.). Algoritmą sudaro 11 žingsnių:

1. Užduodami pradiniai duomenys, tiriamo bangolaidžio tipas (cilindrinis, tuščiaviduris ar sluoksniuotas) bei anizotropinės metamedžiagos parametrai: bangolaidžio spinduliai R, r ; EM bangos azimutinės simetrijos indeksas m , skaičiavimo dažnių diapazonas $f_1 \div f_2$; fazės h' bei silpimo h'' koeficientų skaičiavimo žingsniai $\Delta h', \Delta h''$; metamedžiagos elektriniai $f_{\text{epxx}}, f_{\text{epzz}}$ ir magnetiniai $f_{\text{mpxx}}, f_{\text{mpzz}}$ plazminiai dažniai.
2. Užduodamos silpimo h'' koeficientų kitimo ribos, kai yra tiriamas bangolaidžio modelis, įvertinant nuostolius jį sudarančioje medžiagoje. Nuo 1 punkte pasirinkto žingsnio $\Delta h''$ dydžio priklauso skaičiavimų tikslumas ir trukmė.
3. Pradedamas pagrindinis skaičiavimo ciklas, kurio metu yra randami ir išsaugomi 1 punkte pasirinkto bangolaidžio modelio dispersinės lygties sprendiniai pasirinktame dažnių diapazone $f_1 \div f_2$.
4. Užduodamos fazės h' koeficientų reikšmių diapazonas, kuriame ieškoma dispersinės lygties sprendinių. Nuo 1 punkte pasirinkto žingsnio $\Delta h'$ dydžio priklauso skaičiavimų tikslumas ir trukmė.
5. Priklausomai nuo 1 punkte pasirinkto bangolaidžio modelio, skaičiuojami anizotropinės metamedžiagos santykiniai dielektrinių ir magnetinių skvarbų tenzorių komponentės (5a punktas), pagal 4.1–4.2 formules. Sluoksniuoto bangolaidžio atveju (5b punktas) papildomai skaičiuojama ir bangolaidžio apvalkalo medžiagos santykinės dielektrinės skvarbos priklausomybė nuo dažnio $\varepsilon_r^{n\text{-Si}}(f)$.
6. Skaičiuojami bangos sklaidimo koeficientai (skersiniai bangų skaičiai) girotropinėje terpėje $\underline{k}_{\perp 1}^g, \underline{k}_{\perp 2}^g$ ir ore \underline{k}_{\perp}^o (6a punktas). Sluoksniuoto bangolaidžio atveju (6b punktas) skaičiuojami kompleksiniai skersiniai bangų skaičiai $\underline{k}_{\perp}^{(1)}, \underline{k}_{\perp}^{(2)}, \underline{k}_{\perp}^{(3)}$, kiekvienam bangolaidžio sluoksniui.



4.1 pav. Bangolaidžių modelių iš metamedžiagų tyrimo programos algoritmo schema

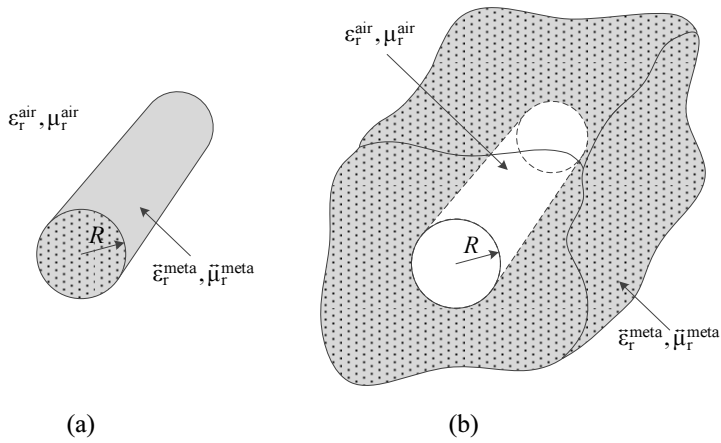
Fig. 4.1. Diagram of the calculation algorithm by the program for investigations of metamaterial waveguide models

7. Cilindrinų Beselio ir Hankelio funkcijų ir jų išvestinių skaičiavimai cilindrinio (7a punktas) ir tuščiavidurio (7b punktas) bangolaidžių atvejais skiriasi tuo, kad tuščiavidurio bangolaidžio atveju yra sukeičiami vietomis funkcijų argumentai, aprašantys bangos sklaidimo koeficientus metamedžiagoje $k_{\perp 1}^g$, $k_{\perp 2}^g$ ir ore k_{\perp}^o . Tai daroma tam, kad būtų tenkinamos ribinės sąlygos metamedžiagos-oro riboje ir begalybėje. Sluoksniuoto bangolaidžio atveju (7c punktas) skaičiuojamos Beselio, Hankelio ir Neumano funkcijų bei jų išvestinių reikšmės.
8. Apskaičiavus medžiagų elektrodinامينius parametrus, skersinius bangų skaičius bei cilindrinų funkcijų reikšmes prie fiksuoto dažnio f , yra formuojamas 4-os arba 8-os eilės sprendžiamos lygčių sistemos determinantas Δ , kuris išskleidžiamas analitine išraiška. Tokiu būdu, determinanto elementus programoje galima užrašyti matriciniu pavidalu ir išvengti papildomų ciklų naudojimo programoje. Tai leidžia paspartinti skaičiavimus ir supaprastina programos kodą.
9. Lygčių sistemos determinantą prilyginę 0, gauname dispersinę lygtį. Šios lygties kompleksinės šaknys gali būti ieškomos pagal 2.1 poskyryje aprašytą metodiką.
10. Dažnis padidinamas 1 punkte pasirinktu žingsniu ir pradedamas naujas skaičiavimo ciklas.
11. Atlikus skaičiavimus visame pasirinktame dažnių diapazone, grafikų pavidalu pateikiamos 1 punkte pasirinkto modeliujamo bangolaidžio fazės h' ir silpimo h'' koeficientų priklausomybės nuo dažnio f .

4.2. Bangolaidžių iš medžiagos su artimu nuliui lūžio rodikliu fazinių charakteristikų tyrimai

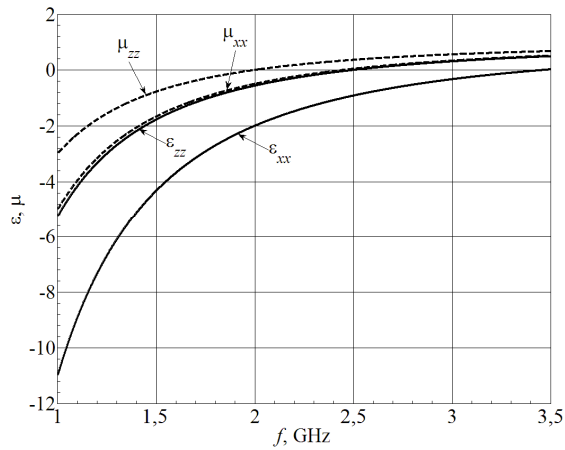
Metamedžiaga, pasižyminti nuliniu lūžio rodikliu (NLR) yra dispersinė terpė. Tokios anizotropinės medžiagos elektrodinaminiai parametrai aprašomi santykinių dielektrinės ir magnetinės skvarbų tenzoriais. Šių tenzorių dedamosios priklauso nuo parametrų, kurie vadinami elektriniais ir magnetiniais plazminiais dažniais. Bangolaidis, turintis ribą anizotropinė metamedžiaga-dielektrikas (oras), gali būti priskiriamas prie plazmoninių bangolaidžių.

Šiame poskyryje pristatomos dviejų atvirųjų cilindrinio (4.2 a pav.) ir tuščiavidurio (4.2 b pav.) plazmoninių bangolaidžių fazinės charakteristikos.



4.2 pav. Cilindrinio (a) ir tuščiavidurio (b) bangolaidžių iš anizotropinės nulinio lūžio rodiklio metamedžiagos modeliai

Fig. 4.2. Cylindrical zero-index anisotropic metamaterial waveguide model
(a) – rod waveguide; (b) – hollow-core waveguide



4.3 pav. Metamedžiagos santykinės dielektrinės (ϵ_{xx} , ϵ_{zz}) ir magnetinės (μ_{xx} , μ_{zz}) skvarbų tenzorių komponentių priklausomybės nuo dažnio

Fig. 4.3. Dependences of the relative permittivity (ϵ_{xx} , ϵ_{zz}) and permeability (μ_{xx} , μ_{zz}) tensor components of the metamaterial on the frequency

Elektriškai ir magnetiškai anizotropinės metamedžiagos elektrodinaminiai parametrai aprašomi santykinės dielektrinės $\tilde{\epsilon}_r^{\text{meta}}$ ir magnetinės $\tilde{\mu}_r^{\text{meta}}$ skvarbų

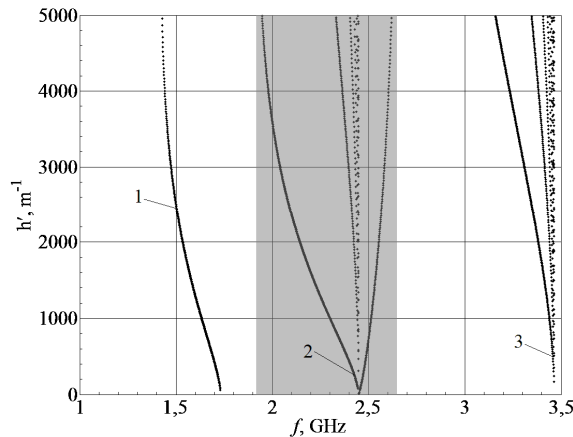
tenzoriais (4.1), kaip parodyta literatūroje (Liu *et al.* 2007). Nurodytame straipsnyje nagrinėjama anizotropinė dispersinė metamedžiaga, neįvertinant nuostolių. Dėl šios priežasties čia pateikiamos tik realios tenzorių komponentių dalys, ε_{xx} , ε_{zz} , μ_{xx} , μ_{zz} :

$$\vec{\varepsilon}_r^{\text{meta}} = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix}, \quad \vec{\mu}_r^{\text{meta}} = \begin{vmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{vmatrix}. \quad (4.1)$$

Santykinės dielektrinės ir santykinės magnetinės skvarbų tenzorių komponentės aprašomos pagal (4.2) formules:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= 1 - \omega_{\text{epxx}}^2 / \omega^2; & \varepsilon_{zz} &= 1 - \omega_{\text{epzz}}^2 / \omega^2; \\ \mu_{xx} &= 1 - \omega_{\text{mpxx}}^2 / \omega^2; & \mu_{zz} &= 1 - \omega_{\text{mpzz}}^2 / \omega^2, \end{aligned} \quad (4.2)$$

čia $\omega = 2\pi f$ – EM virpesių kampinis dažnis; metamedžiagos elektriniai $f_{\text{epxx}} = 3,46$ GHz, $f_{\text{epzz}} = 2,50$ GHz ir magnetiniai $f_{\text{mpxx}} = 2,45$ GHz, $f_{\text{mpzz}} = 2,00$ GHz plazminiai dažniai (Liu *et al.* 2007).



4.4 pav. Anizotropinio metamedžiaginio bangolaidžio fazės koeficientų priklausomybės nuo dažnio, kai bangolaidžio spindulys $R = 0,5$ mm
Fig. 4.4. Phase constant dependences of the propagating eigenmodes of the anisotropic metamaterial waveguide on the frequency at $R = 0.5$ mm

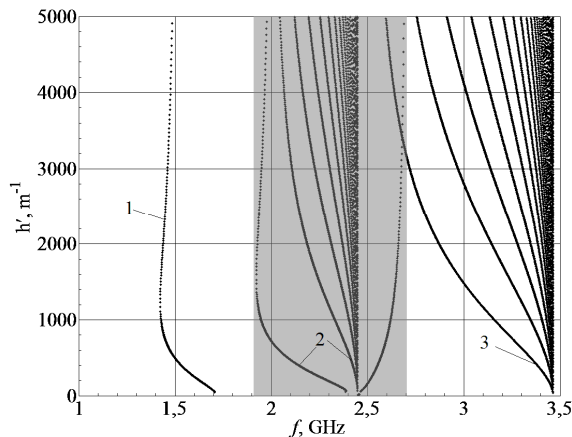
Santykinės dielektrinės skvarbos komponentės ε_{xx} ir ε_{zz} turi neigiamas reikšmes dažnių diapazone nuo 1,0 iki ~3,5 GHz, ir nuo 1,0 iki 2,5 GHz, atitinkamai. Magnetinės skvarbos komponentės μ_{xx} , ir μ_{zz} turi neigiamas reikšmes dažnių diapazone nuo 1,0 iki 2,5 GHz, ir nuo 1,0 iki 2,0 GHz, atitinkamai. Visos

tenzorių komponentės yra neigiamos dažnių diapazone nuo 1 iki 2 GHz. Tenzorių komponentių modulio reikšmės yra mažesnės už 1 dažnių diapazone nuo 2,5 GHz iki ~3,5 GHz. Tenzoriaus komponentių reikšmės įgyja nulines reikšmes kai EM virpesių dažnis sutampa su metamedžiagos elektriniais ir magnetiniais plazminiais dažniais (4.3 pav.).

Dažnių diapazonas nuo 1,0 GHz iki 3,5 GHz pasirinktas todėl, kad tik jame gali sklisti bangolaidinės bangos, šiame poskyryje nagrinėjamuose plazmoniniuose bangolaidžiuose. Už šio diapazono ribų bangolaidinių bangos tipų nebuvo aptikta.

Maksvelo lygčių sprendimui apskritajame anizotropiniame metamedžiaginiame bangolaidyje, kaip ir ankstesniuose poskyriuose, buvo taikomas dalinių sričių metodas (Nickelson *et al.* 2009a; Asmontas *et al.* 2010; Nickelson *et al.* 2012d). Fazinių charakteristikų tyrimams skirtos programos kodas parašytas disertacijos autoriaus, Matlab programavimo kalba. Sukurta programa leidžia įvertinti tiek medžiagos nuostolius, tiek ne įstrižainėje esančius tenzorių komponentus (Asmontas *et al.* 2010; Nickelson *et al.* 2012d), kaip giroelektrinių bangolaidžių atveju (3 skyrius).

Šiame poskyryje parodyta kokią įtaką turi plazmoninio bangolaidžio spindulys fazinėms charakteristikoms, bangolaidinių bangų kiekiui ir jų atkirtos dažniais.



4.5 pav. Anizotropinio metamedžiaginio bangolaidžio fazės koeficientų priklausomybės nuo dažnio, kai bangolaidžio spindulys $R = 2,5$ mm

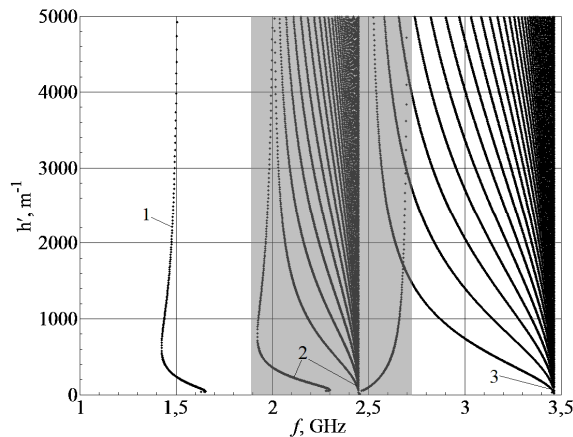
Fig. 4.5. Phase constant dependences of the propagating eigenmodes of the anisotropic metamaterial waveguide on the frequency at $R = 2.5$ mm

4.4–4.6 paveiksluose pavaizduotos fazinės charakteristikos bangolaidžio, pagaminto iš elektriškai ir magnetiškai (vienašės) anizotropinės metamedžiagos,

dažnių diapazone 1–3,5 GHz. Skaičiavimai atlikti EM bangoms su kairiąja apskritimine poliarizacija ($e^{+im\varphi}$), $m = 1$ – azimutinės simetrijos indeksas, φ – azimutinė koordinatė.

4.4–4.6 paveiksluose pateiktos dažninės plazmoninio metamedžiaginio bangolaidžio fazės koeficiento h' priklausomybės, kai bangolaidžio spindulys R lygus 0,5 mm, 2,5 mm ir 5 mm atitinkamai. Fazinių charakteristikų tyrimas parodė, kad šiame bangolaidyje yra trys pagrindiniai dažnių ruožai, kuriuose sklinda bangolaidinio tipo EM bangos (4.4–4.6 pav.). Vertikalus kreivių pavidalas yra neįprastas, lyginant su įprastomis atvirųjų apskritųjų dielektrinių ar puslaidininių bangolaidžių dispersinėmis charakteristikomis (Nickelson *et al.* 2009a; Asmontas *et al.* 2010; Nickelson *et al.* 2012d).

Iš fazinių charakteristikų skaičiavimo rezultatų matome, kad yra dažnių diapazonas 1–1,9 GHz, kuriame gali sklisti tik viena banga. Šios bangos atkirtos dažnis lygus 1,73 GHz, 1,71 GHz ir 1,63 GHz, kai bangolaidžio spindulys R atitinkamai lygus 0,5 mm, 2,5 mm ir 5 mm (4.4–4.6 pav., skaičiumi 1 pažymėtos kreivės). Šio bangos tipo atkirtos dažnis pasislenka į žemesnių dažnių pusę, didėjant spinduliui. Ši banga ypatinga tuo, kad jos dažnis neatitinka nei vieno iš plazminių dažnių f_{epxx} , f_{epzz} , f_{mpxx} , f_{mpzz} . Galime matyti, kaip kinta dispersinių kreivių forma šalia atkirtos dažnių.



4.6 pav. Anizotropinio metamedžiaginio bangolaidžio fazės koeficientų priklausomybės nuo dažnio, kai bangolaidžio spindulys $R = 5$ mm

Fig. 4.6. Phase constant dependences of the propagating eigenmodes of the anisotropic metamaterial waveguide on the frequency at $R = 5$ mm

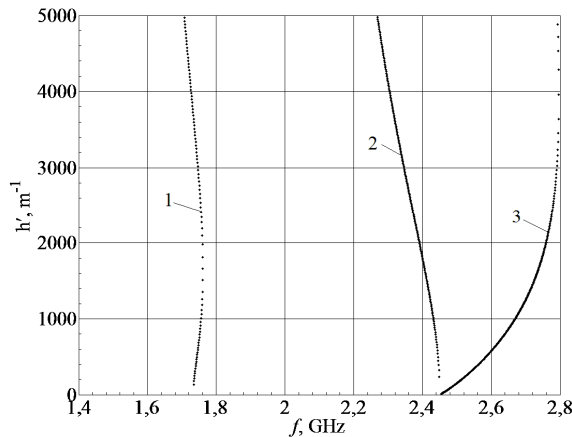
Anizotropinės medžiagos parametrai aprašomi neigiamomis tenzorius komponentėmis ϵ_{xx} , ϵ_{zz} , μ_{xx} , μ_{zz} , kai dažnis mažesnis už 2 GHz (4.3 pav.). Tai reiškia, kad pirmoji banga sklinda bangolaidyje, kuomet metamedžiagos abu

elektrodinaminiai parametrai yra neigiami (DNG medžiaga). Šis bangos tipas ypatingai svarbus, kadangi maži EM virpesių dažnio pokyčiai sukelia didelį fazės koeficiento pokytį. Šios bangos pagrindu galėtų veikti siaurajuostis fazės keitiklis, dažnių diapazone nuo 1,4 GHz iki 1,65 GHz (4.4 pav.).

Šalia atkirtos dažnio 2,5 GHz, matome dispersinių kreivių puokštę (4.3–4.6 pav., skaičiumi 2 pažymėtos kreivės). Kairėje pusėje esanti kraštinė dispersinių kreivių atšaka ypatinga tuo, kad yra atskirta didesniu atstumu nuo kitų kreivių. Vertikali kraštinės atšakos dalis praktiškai sutampa su metamedžiagos magnetiniu plazminiu dažniu $f_{\text{mpzz}} = 2$ GHz.

Taip pat galime išskirti kreivę, esančią dešinėje šios puokštės pusėje. Ji taip pat atskirta didesniu atstumu nuo kitų kreivių. Šios atšakos vertikali dalis yra maždaug ties 2,7 GHz ir didėjant bangolaidžio spinduliui, pasislenka į aukštesnių dažnių pusę. Ši banga ypatinga tuo, kad didėjant dažniui, fazės koeficientas taip pat didėja, priešingai nei kitų bangos tipų atveju.

Tarp aukščiau aptartų dviejų kraštinių kreivių yra išsidėsčiusi tanki dispersinių kreivių puokštė. Kreivių tankis sparčiai didėja, didinant bangolaidžio spindulį. Įdomu tai, kad visos kreivės šioje puokštėje yra dažnių diapazone 2–2,5 GHz. Akivaizdu, kad šių dispersinių kreivių padėtis yra susijusi su bangolaidžio medžiagos plazminiais dažniais f_{epzz} ir f_{mpxx} . Visų šios bangų puokštės atkirtos dažniai yra vienodi ir lygūs $f \sim 2,46$ GHz. Šis dažnis atitinka medžiagos magnetinį plazminį dažnį f_{mpxx} .



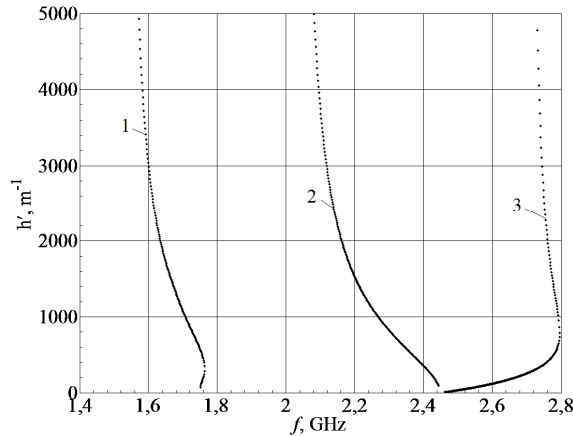
4.7 pav. Tuščiavidurio anizotropinio bangolaidžio iš metamedžiagos fazės koeficiento priklausomybės nuo dažnio, kai bangolaidžio kanalo spindulys $r = 0,5$ mm

Fig. 4.7. Phase constant dependences of the propagating eigenmodes of the hollow-core anisotropic metamaterial waveguide on the frequency at $r = 0.5$ mm

Antroji dispersinių kreivių puokštė yra ties elektriniu plazminiu dažniu $f_{\text{epxx}} \sim 3,46$ GHz (4.4–4.6 pav., skaičiumi 3 pažymėtos kreivės). Šių kreivių tankis taip pat sparčiai didėja, didėjant bangolaidžio spinduliui. Visos dispersinės kreivės yra dažnių diapazone nuo 2,5 GHz iki 3,46 GHz.

Ties elektriniu plazminiu dažniu $f_{\text{epxx}} \sim 3,46$ GHz gali būti sužadinamas žymiai didesnis skaičius bangų, lyginant su kitais medžiagos plazminiais dažniais. Kaip ir magnetinio plazminio dažnio atveju, visos kreivės turi vienodą atkirtos dažnį, kuris lygus f_{epxx} .

Šiame plazmoniniame bangolaidyje iš metamedžiagos nebuvo aptikta daugiau bangolaidinių bangos tipų, dažnių diapazone nuo 3,5 GHz iki 2000 GHz. Tai galima paaiškinti tuo, kad prie aukštesnių dažnių metamedžiaga tampa paprasta medžiaga, kurios santykinė dielektrinė ir magnetinė skvarbos artimos vienetui, kaip oro.



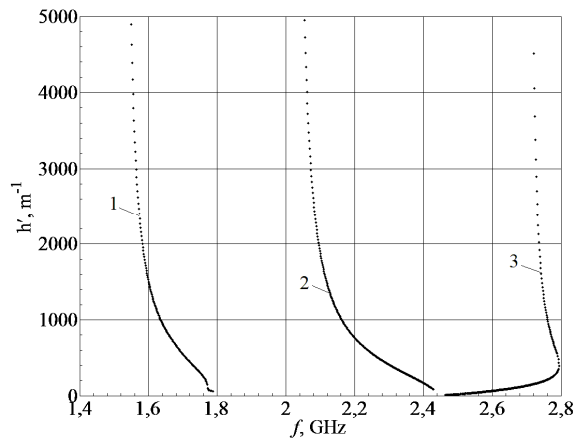
4.8 pav. Tuščiavidurio anizotropinio bangolaidžio iš metamedžiagos fazės koeficiento priklausomybės nuo dažnio, kai bangolaidžio kanalo spindulys $r = 2,5$ mm

Fig. 4.8. Phase constant dependences of the propagating eigenmodes of the hollow-core anisotropic metamaterial waveguide on the frequency at $r = 2.5$ mm

4.7–4.9 paveiksluose pavaizduotos tuščiavidurio cilindrinio bangolaidžio (4.2 b pav.) iš elektriškai ir magnetiškai (vienašės) anizotropinės metamedžiagos fazės koeficiento priklausomybės nuo dažnio, diapazone 1,4–2,8 GHz.

Kaip ir cilindrinio bangolaidžio atveju (4.2 a pav.), taip ir čia yra vienas bangos tipas, kurio atkirtos dažnis neatitinka nei vieno bangolaidžio medžiagos plazminio dažnio ir sklinda tuomet, kai abu elektrodinaminiai metamedžiagos parametrai yra neigiami (4.7–4.9 pav. skaičiumi 1 pažymėtos kreivės).

Šio bangos tipo atkirtos dažnis yra 1,73 GHz, 1,75 GHz, 1,79 GHz, kai bangolaidžio kanalo spindulys r atitinkamai lygus 0,5 mm, 2,5 mm ir 5 mm. Matome, kad dažnių diapazone 1,4–2,8 GHz gali sklisti tik trys bangolaidinio tipo bangos. Du bangos tipai, 4.7–4.9 paveiksluose pažymėti skaičiais 2 ir 3, turi vienodą atkirtos dažnį ties 2,45 GHz. Šis atkirtos dažnis nepriklauso nuo bangolaidžio spindulio ir lygus metamedžiagos magnetiniam plazminiam dažniui f_{mpxx} . Galime matyti kaip kinta dispersinių kreivių pavidalas, kintant bangolaidžio spinduliui. Bangolaidžiui su mažu spinduliu ($r = 0,5$ mm) būdingos statesnės fazinės charakteristikos negu didesnio spindulio bangolaidžiams.



4.9 pav. Tuščiavidurio anizotropinio bangolaidžio iš metamedžiagos fazės koeficiento priklausomybės nuo dažnio, kai bangolaidžio kanalo spindulys $r = 5$ mm

Fig. 4.9. Phase constant dependences of the propagating eigenmodes of the hollow-core anisotropic metamaterial waveguide on the frequency at $r = 5$ mm

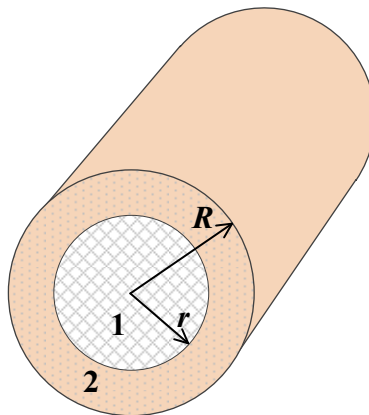
Šiame plazmoninio tipo bangolaidyje nebuvo aptikta kitų bangolaidinio tipo bangų už 1,4–2,8 GHz diapazono ribų. Bangų, galinčių sklisti tokia tuščiaviduriame bangolaidyje iš metamedžiagos, skaičius nepriklauso nuo bangolaidžio kanalo spindulio.

Ištirto anizotropinio bangolaidžio iš metamedžiagos neįprastos savybės gali būti pritaikytos perduodant lazerio spinduliavimą ar kuriant plazminių virpesių greitintuvus (Schroeder *et al.* 1999).

4.3. Anizotropinės metamedžiagos ir n -Si puslaidininkio dviejų sluoksnių bangolaidžių fazinių ir silpimo charakteristikų tyrimai

Šiame poskyryje pateikiami bangolaidžių, sudarytų iš anizotropinės NLR metamedžiagos r spindulio šerdies ir ją gaubiančio n -Si puslaidininkio sluoksnio su išoriniu spinduliu R (4.10 pav.). Bangolaidis yra atviras, jo išorėje yra oras arba vakuumas.

Anizotropinės metamedžiagos parametrai, kaip ir ankstesniame poskyryje paimti iš literatūros (Liu *et al.* 2007; Smith *et al.* 2004). Specialiai tokių bangolaidžių tyrimui sukurta kompiuterinė skaičiavimo programa leidžia įvertinti labai didelius medžiagos nuostolius bei elektrodinaminių parametrų tenzorius komponentus esančius ne įstrižainėje (Nickelson *et al.* 2012d; Nickelson *et al.* 2012a).



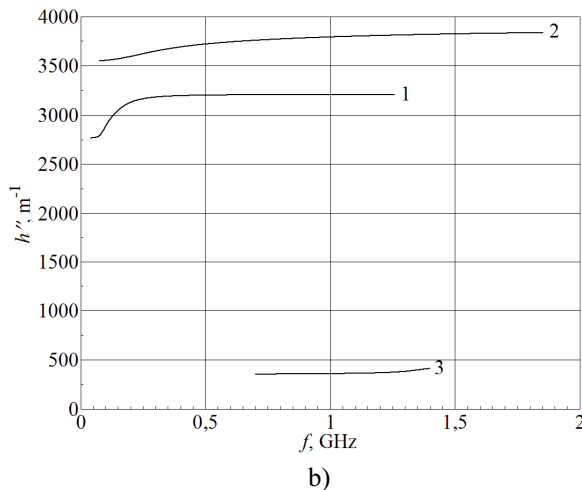
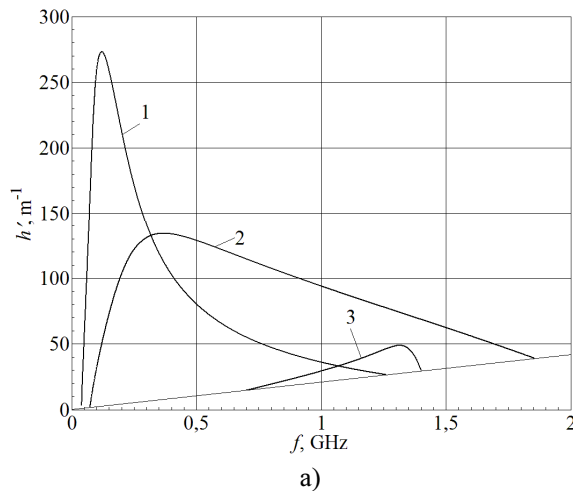
4.10 pav. Sluoksniuoto metamedžiaga-puslaidininkis bangolaidžio sandara.

Sritis 1 yra nulinio lūžio rodiklio metamedžiagos šerdis, sritis 2 – n -Si puslaidininkio sluoksnis

Fig. 4.10. Structure of the layered metamaterial-semiconductor waveguide and here used designations are: area 1 is a zero-index metamaterial waveguide core and area 2 is a n -Si semiconductor layer

Buvo nagrinėjamos bangolaidinio tipo kairiosios poliarizacijos ($e^{+im\varphi}$) EM bangų fazinės charakteristikos sluoksniuotuose bangolaidžiuose su išoriniu spinduliu $R = 5$ mm. Bangolaidžio fazinėms charakteristikoms būdinga neįprasta forma ir anomalios sritys prie tam tikrų dažnių. Žemiau pateiktuose tyrimo rezultatuose parodyta, kokią įtaką turi šerdies iš metamedžiagos spindulio dydis bangolaidyje sklindančių bangos tipų skaičiui ir jų atkirtos dažniais f_{kr} .

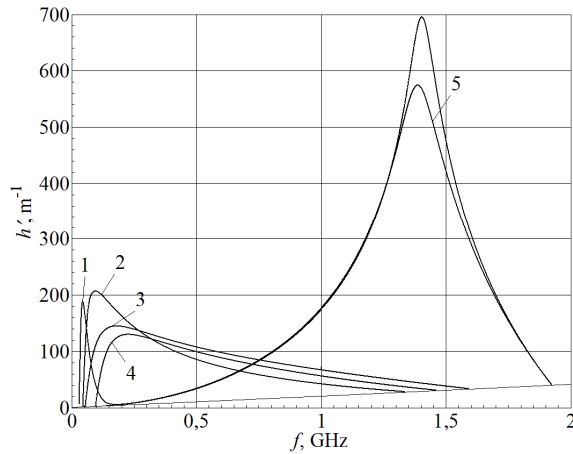
Atvirieji sluoksniuoti bangolaidžiai iš metamedžiagos ir puslaidininkio ištirti elektrodinamiškai griežtai, įvertinant kraštines sąlygas tarp šerdies ir ją gaubiančio sluoksnio, bei tarp gaubiančio sluoksnio ir oro. Maksvelo lygtys, aprašančios sluoksniuoto bangolaidžio kraštines sąlygas, išspręstos dalinių sričių metodu. Kompleksiniai dispersinės lygties sprendiniai (bangos fazės ir silpimo koeficientai) buvo ieškomi Mullerio metodu.



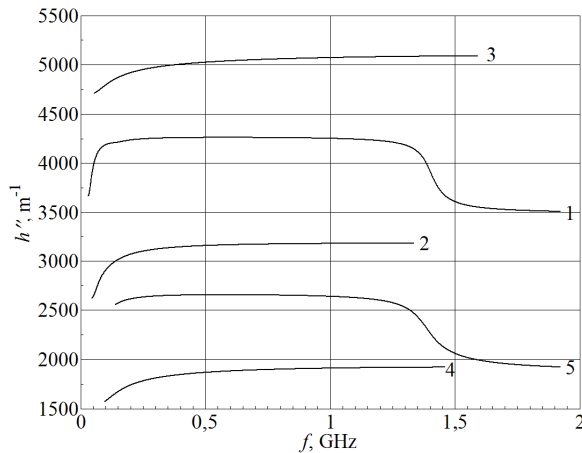
4.11 pav. Bangų fazės (a) ir silpimo (b) koeficientų priklausomybės nuo dažnio, kai bangolaidžio šerdies iš metamedžiagos spindulys lygus $r = 1$ mm

Fig. 4.11. Dependences of the phase constant (a) and attenuation constant (b) on the frequency at the metamaterial core radius $r = 1$ mm

4.11–4.13 paveiksluose pateikti tiriamų bangolaidžių fazinių charakteristikų skaičiavimo rezultatai dažnių diapazone nuo 0,05 GHz iki 2 GHz, kai bangolaidžio išorinis spindulys $R = 5$ mm, o šerdies iš metamedžiagos spindulys r lygus 1 mm, 2 mm ir 3 mm. Dėl patogumo laikysime, kad puslaidininkinio sluoksnio, gaubiančio šerdį, sluoksnio storis atitinkamai lygus 4 mm, 3 mm ir 2 mm.



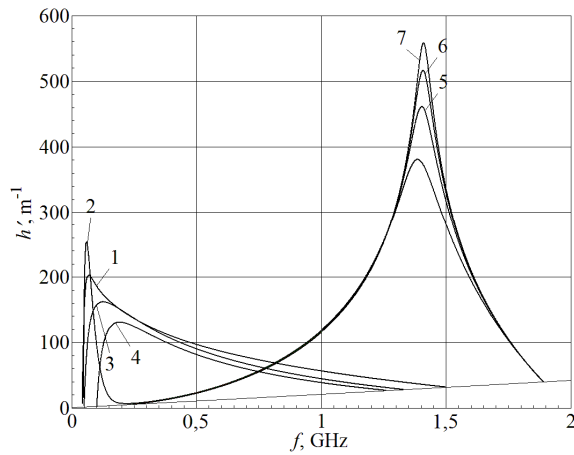
a)



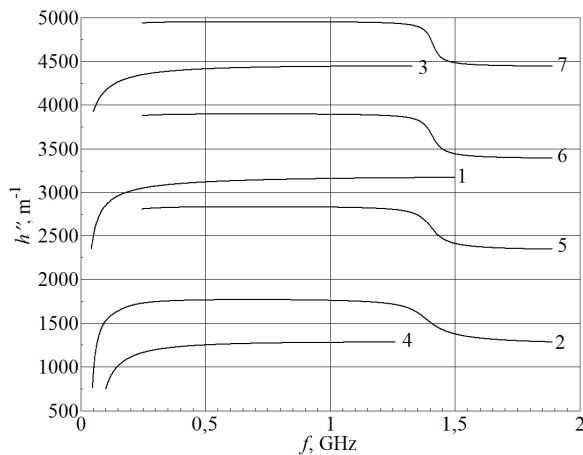
b)

4.12 pav. Bangų fazės (a) ir silpimo (b) koeficientų priklausomybės nuo dažnio, kai bangolaidžio šerdies iš metamedžiagos spindulys lygus $r = 2$ mm

Fig. 4.12. Dependences of the phase constant (a) and attenuation constant (b) on the frequencies at the metamaterial core radius $r = 2$ mm



a)



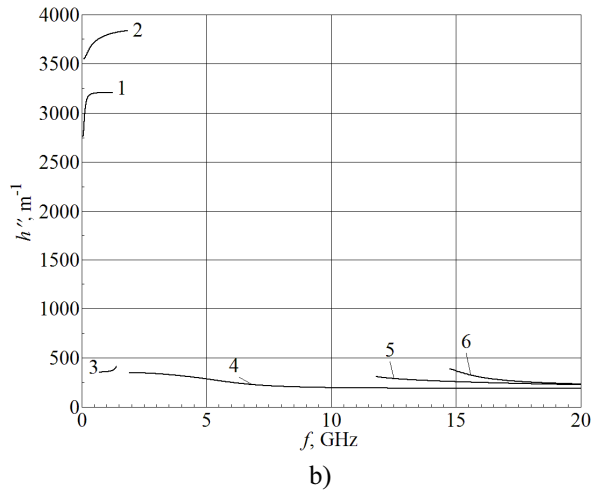
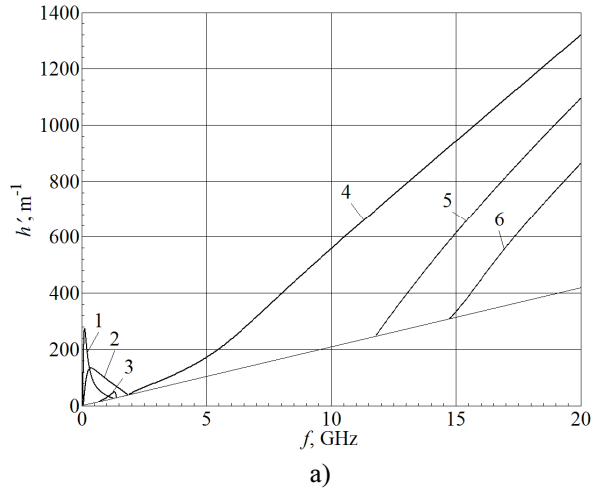
b)

4.13 pav. Bangų fazės (a) ir silpimo (b) koeficientų priklausomybės nuo dažnio, kai bangolaidžio šerdies iš metamedžiagos spindulys lygus $r = 3 \text{ mm}$

Fig. 4.13. Dependences of the phase constant (a) and attenuation constant (b) on the frequency at the metamaterial core radius $r = 3 \text{ mm}$

Anizotropinės metamedžiagos santykinės dielektrinės ir magnetinės skvarbų tenzorių (4.1) komponentės apskaičiuotos pagal formules iš literatūros (Liu *et al.* 2007; Nickelson *et al.* 2012a): $\epsilon_{xx} = 1 - \omega_{ep}^2 / \omega$ ir $\mu_{xx} = 1 - \omega_{mp}^2 / \omega$, čia $\omega_{e,mp} = 2\pi f_{e,mp}$ metamedžiagos elektrinio (ω_{ep}) ir magnetinio (ω_{mp}) plazminių

rezonansų kampinis dažnis; metamedžiagos elektrinio $f_{ep} = 2,5$ GHz ir magnetinio $f_{mp} = 2$ GHz plazminių rezonansų dažniai. Laikome, kad įstrižainėje esantys tenzoriaus komponentai yra lygūs vienas kitam.



4.14 pav. Bangų fazės (a) ir silpimo (b) koeficientų priklausomybės plačiame dažnių ruože 0,05–20 GHz, kai bangolaidžio šerdies iš metamedžiagos spindulys lygus $r = 1$ mm

Fig. 4.14. Dependences of the phase constant (a) and attenuation constant (b) on the wide frequency range from 0.05 GHz to 20 GHz at the metamaterial core radius $r = 1$ mm

Puslaidininkinio n -Si sluoksnio santykinė dielektrinė skvarba išreiškiama formule $\epsilon_r^{n\text{-Si}} = 11,8 - i(1/\omega\epsilon_0\rho)$, kur $\rho = 0,3 \text{ } \Omega\text{m}$ yra puslaidininkio savitoji varža.

Metamedžiagos efektyvioji dielektrinė ir magnetinė skvarbos yra neigiamos dažnių diapazone iki 2 GHz. Efektyvūs medžiagos elektrofiziniai parametrai yra artimi nuliui, kai dažniai yra 1,5–2 GHz (Nickelson *et al.* 2012a).

Fazės koeficientų charakteristikos, dažnių diapazone iki 2 GHz, turi du atkirtos dažnius, žemo f_z ir aukšto f_a dažnio. EM bangos tokia bangolaidyje pradeda sklisti prie žemų dažnių ($f \sim 0,05 \text{ GHz}$), kai metamedžiagos santykinė magnetinė ir dielektrinė skvarbos yra neigiamos, o užgęsta, kai šios skvarbos priartėja prie nulio (f yra apie 1,4 GHz ar 1,9 GHz).

Pagrindinio (1 kreivė) ir aukštesnių bangos tipų fazės koeficientų skaičiavimo rezultatai (4.11 a–4.13 a pav.) parodė, kad, kuo didesnis yra metamedžiagos šerdies spindulys r , tuo daugiau galima sužadinti bangolaidinio tipo bangų. Matome, kai r lygus 1 mm, 2 mm ir 3 mm, bangolaidyje gali sklisti atitinkamai 3, 5 ir 7 bangų tipai. Pirmo aukštesnio tipo bangos fazinės charakteristikos pažymėtos numeriu 2, antro aukštesnio tipo – 3. Kiti aukštesni bangų tipai pažymėti numeriais 4–7 (4.11–4.13 pav.).

Matome, kad pagrindinio ir aukštesnių bangos tipų fazės koeficientų charakteristikos turi ekstremumus. 4.11 ir 4.12 paveiksluose matome staigius pagrindinio bangos tipo rezonansus, kai bangolaidžio šerdies spindulys r yra 1 mm ar 2 mm. Šerdies iš metamedžiagos spindulys turi didelę įtaką bangolaidžio silpimo koeficientams. Matome, kad pagrindinio ir pirmo aukštesnio bangos tipų nuostoliai išlieka dideli visame jų sklidimo diapazone (4.11 pav.). Antro aukštesnio bangos tipo ($f \sim 0,7\text{--}1,4 \text{ GHz}$) nuostoliai yra maždaug 6–7 kartus mažesni ir praktiškai nepriklauso nuo dažnio (4.11 b pav.). Todėl signalas, sklindantis tokia bangolaidyje, kurio $r = 1 \text{ mm}$, dažnių diapazone 0,7–1,4 GHz nebūtų iškraipytas.

4.12 b ir 4.13 b paveiksluose pavaizduotos bangų silpimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio, kai bangolaidžio šerdies spindulys lygus 2 mm ir 3 mm atitinkamai. Matome, kad visų bangos tipų nuostoliai, dažnių diapazone iki 2 GHz yra labai dideli (virš 5000 Np/m). Rezonansinio dažnio sritis $\sim 1,4 \text{ GHz}$ įdomi tuo, kad galima būtų sukurti EM bangų silpnintuvą, veikiantį aukštesnių bangos tipų pagrindu, prie šio dažnio (4.13 pav.).

Metamedžiagos-puslaidininkio bangolaidžio fazinės charakteristikos dažnių diapazone nuo 0,05 GHz iki 20 GHz, kai metamedžiagos šerdies spindulys r yra 1 mm, o išorinis bangolaidžio spindulys R lygus 5 mm, pavaizduotos 4.14 paveiksle. Bangų fazės (4.14 a pav.) ir silpimo (4.14 b pav.) charakteristikos (4–6 kreivės) dažnių diapazone 2–20 GHz turi įprastą dielektriniam bangolaidžiams pavidalą (Nickelson *et al.* 2005). Matome, kad pagrindinio ir dviejų aukštesnių bangos tipų (1–3 kreivės) nuostoliai yra didžiausi rezonansinėje metamedžiagos

srityje, dažnių diapazone iki 2 GHz. Aukštesnių dažnių srityje rezonansinės bangos užgęsta. Nauja pagrindinio tipo banga (4 kreivė) atsiranda prie atkirtos dažnio $f_{kr1} = 11,8$ GHz, o pirmo aukštesnio tipo banga (5 kreivė) – prie $f_{kr2} = 14,8$ GHz (4.14 pav.).

Kaip matome, atvirajame anizotropiniame bangolaidyje iš metamedžiagos ir puslaidininkio, yra du skirtingi bangolaidinio tipo bangų sklaidimo diapazonai. Rezonansinio pobūdžio bangos, turinčios didelius nuostolius, sklinda diapazone 0,05–2 GHz, įprastos bangolaidinės bangos pradeda sklisti nuo maždaug 11,8 GHz. Dideli nuostoliai bangolaidyje susiję su didele santykinės dielektrinės skvarbos menamąja dalimi, puslaidininkio sluoksnyje. Metamedžiagos santykinė dielektrinė ir magnetinė skvarbos prie aukštesnių dažnių (virš 2 GHz), artėja prie vieneto. Todėl bangolaidis iš metamedžiagos-puslaidininkio sluoksnių, aukštesnių dažnių srityje veikia kaip tuščiaviduris puslaidininkinis bangolaidis (Nickelson *et al.* 2012b).

4.4. Metamedžiagos ir silicio karbido dviejų sluoksnių bangolaidžių elektrodinaminiai tyrimai

Šiame poskyryje pristatomi elektrinių ir magnetinių laukų pasiskirstymo, skersiniame ir išilginiame bangolaidžio pjūviuose, modeliavimo rezultatai, bei bangų fazės ir silpimo koeficientų priklausomybės nuo dažnio. Ištirtas atviras dviejų sluoksnių apskritojo skerspjuvio bangolaidis. Bangolaidį sudaro šerdis iš metamedžiagos UCSD30815 ir SiC apvalkalas. Medžiagų parametrai paimti iš literatūros (Smith *et al.* 2004; Baeraky 2002).

Nagrinėjamo bangolaidžio modelį sudaro trys izotropinių medžiagų sritys: metamedžiagos šerdis, SiC apvalkalo sluoksnis ir oras bangolaidžio išorėje. Kraštinio elektrodinamikos uždavinio sprendiniai šiai struktūrai buvo ieškomi sprendžiant Maksvelo lygtis diferencialine forma pagal dalinių sričių metodą, griežtai elektrodinamiškai, t.y. įvertinant visų sluoksnių kraštines sąlygas (Asmontas *et al.* 2010).

Remiantis kraštinėmis sąlygomis, suformuojama tiesinių lygčių sistema. Dispersinė lygtis užrašoma aštuntos eilės determinanto Δ pavidalu. Determinanto eilės numeris tiesiškai priklauso nuo bangolaidžio sluoksnių skaičiaus. Šios dispersinės lygties sprendinys yra kompleksinis išilginis bangos skaičius $\underline{h} = h' - ih''$. Realioji dalis h' yra bangos fazės (sklidimo) koeficientas, menamoji dalis h'' yra bangos silpimo koeficientas (nuostoliai). Bangos fazės koeficientas yra atvirkščiai proporcingas bangos ilgiui λ_w bangolaidyje $h' = 2\pi/\lambda_w$.

Ieškodami kompleksinių dispersinės lygties sprendinių (šaknų), turime skaičiuoti determinanto priklausomybę nuo \underline{h} tam tikrame reikšmių intervale. Tokiu

būdu, kadangi \underline{h} reikšmės yra kompleksiniai skaičiai, prie konkretaus dažnio f , gauname sudėtingos formos kompleksinį paviršių $\underline{\Delta}(\underline{h}, f = \text{const.})$. Dispersinės lygties kompleksinės šaknys būna aiškiai matomos tokiaame paviršiuje kaip aštrių kūgių pavidalo minimumo taškai (2.2 pav.). Šiuose taškuose funkcija $\underline{\Delta}(h, f) \rightarrow 0$. Tokia kompleksinių šaknų paieškos metodika leidžia apskaičiuoti dispersines charakteristikas bangolaidžiuose, sudarytuose iš didelių nuostolių turinčių medžiagų. Ši metodika yra universali ir lanksčiai pritaikoma bet kokios konfigūracijos bangolaidžių tyrimui, tačiau reikalauja daugiau skaičiavimų ir kompiuterio resursų. Tam tikrais atvejais galima taikyti specialius matematinius metodus kompleksinių šaknų paieškai, pavyzdžiui, Mullerio metodą, kuris reikalauja žymiai mažiau resursų, tačiau turi nemažai apribojimų ir gali rasti neteisingų sprendinių.

Žemiau yra pateikiami determinanto nariai, išreikšti šiomis formulėmis:

$$d_{11} = d_{32} = J_m(k_{\perp}^{(1)}r), \quad (4.3)$$

$$d_{13} = d_{34} = -J_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.4)$$

$$d_{17} = d_{38} = -N_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.5)$$

$$d_{21} = d_{42} = \frac{h}{(k_{\perp}^{(1)})^2} \cdot \frac{m}{r} \cdot J_m(k_{\perp}^{(1)}r), \quad (4.6)$$

$$d_{22} = \frac{i\omega\mu_0\mu_r^{(1)}}{k_{\perp}^{(1)}} \cdot J'_m(k_{\perp}^{(1)}r), \quad (4.7)$$

$$d_{23} = d_{44} = -\frac{h}{(k_{\perp}^{(2)})^2} \cdot \frac{m}{r} \cdot J_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.8)$$

$$d_{24} = -\frac{i\omega\mu_0\mu_r^{(2)}}{k_{\perp}^{(2)}} \cdot J'_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.9)$$

$$d_{27} = d_{48} = -\frac{h}{(k_{\perp}^{(2)})^2} \cdot \frac{m}{r} \cdot N_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.10)$$

$$d_{28} = -\frac{i\omega\mu_0\mu_r^{(2)}}{k_{\perp}^{(2)}} \cdot N'_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.11)$$

$$d_{41} = -\frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_r^{(1)}}{k_{\perp}^{(1)}} \cdot J'_m(k_{\perp}^{(1)}r), \quad (4.12)$$

$$d_{43} = \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_r^{(2)}}{k_{\perp}^{(2)}} \cdot J'_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.13)$$

$$d_{47} = \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_r^{(2)}}{k_{\perp}^{(2)}} \cdot N'_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.14)$$

$$d_{53} = d_{74} = J_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.15)$$

$$d_{55} = d_{76} = -H_m^{(2)}(k_{\perp}^{(3)}r), \quad (4.16)$$

$$d_{57} = d_{78} = N_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.17)$$

$$d_{63} = d_{84} = \frac{h}{(k_{\perp}^{(2)})^2} \cdot \frac{m}{r} \cdot J_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.18)$$

$$d_{64} = \frac{i\omega\mu_0\mu_r^{(2)}}{k_{\perp}^{(2)}} \cdot J'_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.19)$$

$$d_{65} = d_{86} = -\frac{h}{(k_{\perp}^{(3)})^2} \cdot \frac{m}{r} \cdot H_m^{(2)}(k_{\perp}^{(3)}r), \quad (4.20)$$

$$d_{66} = -\frac{i\omega\mu_0\mu_r^{(3)}}{k_{\perp}^{(3)}} \cdot H_m'^{(2)}(k_{\perp}^{(3)}r), \quad (4.21)$$

$$d_{67} = d_{88} = \frac{h}{(k_{\perp}^{(2)})^2} \cdot \frac{m}{r} \cdot N_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.22)$$

$$d_{68} = \frac{i\omega\mu_0\mu_r^{(2)}}{k_{\perp}^{(2)}} \cdot N'_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.23)$$

$$d_{83} = -\frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_r^{(2)}}{k_{\perp}^{(2)}} \cdot J'_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.24)$$

$$d_{85} = \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_r^{(3)}}{k_{\perp}^{(3)}} \cdot H_m'^{(2)}(k_{\perp}^{(3)}r), \quad (4.25)$$

$$d_{87} = -\frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_r^{(2)}}{k_{\perp}^{(2)}} \cdot N'_m(k_{\perp}^{(2)}r), \quad (4.26)$$

čia $J_m(k_{\perp}^{(1,2)}r)$, $N_m(k_{\perp}^{(2)}r)$ ir $H_m^{(2)}(k_{\perp}^{(3)}r)$ – atitinkamai m -tosios eilės Beselio, Neumano ir antrosios rūšies Hankelio funkcijos; $J'_m(k_{\perp}^{(1,2)}r)$, $N'_m(k_{\perp}^{(2)}r)$, $H_m^{(2)'}(k_{\perp}^{(3)}r)$ – šių cilindrinų funkcijų išvestinės; $k_{\perp}^{(1)} = \sqrt{k^2 \varepsilon_r^{(1)} \mu_r^{(1)} - h^2}$ – skersinis bangos skaičius bangolaidžio šerdies sluoksnyje; $k_{\perp}^{(2)}$ ir $k_{\perp}^{(3)}$ – atitinkamai skersiniai bangos skaičiai SiC ir oro sluoksniuose. Dydis $k = c/\omega$ – išilginis bangos skaičius vakuume. Dydžiai $\varepsilon_r^{(1,2,3)}$ ir $\mu_r^{(1,2,3)}$ – atitinkamų bangolaidžio sluoksnių santykinės dielektrinė ir magnetinė skvarbos, kai 1 – bangolaidžio šerdies sluoksnis, 2 – SiC apvalkalas, 3 – oro sluoksnis bangolaidžio išorėje. Dydis r – radialinė (spindulinė) koordinatė.

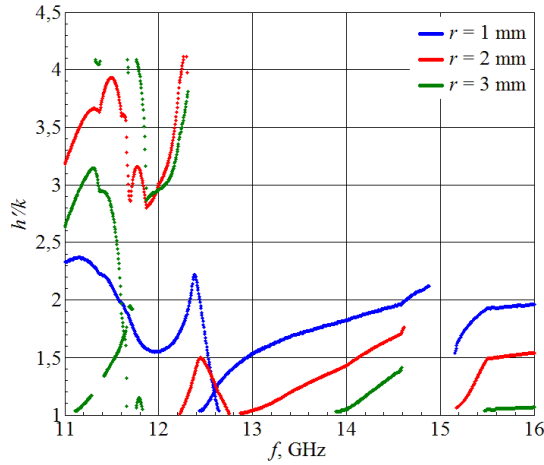
Šioje poskyrio dalyje pristatomi atvirojo dviejų sluoksnių apskritojo skerspjuvio metamedžiagos-SiC bangolaidžių tyrimo rezultatai dažnių diapazone 11–16 GHz. Kadangi pagrindinio tipo bangos cilindrinuose bangolaidžiuose turi atitinkamą EM lauko simetriją, buvo nagrinėjami tik tie bangų tipai, kurių azimutinės simetrijos indeksas $m = 1$.

Kaip jau buvo minėta, SiC pasižymi tokiais privalumais kaip didelis mechaninis ir temperatūrinis atsparumas, galimybe veikti didelės jonizuojančios spinduliuotės sąlygomis ir kt.

Kaip ir ankstesniame poskyryje, atlikdami skaičiavimus, pasirenkame pastovų išorinį bangolaidžio spindulį $R = 5$ mm ir kintamą šerdies iš metamedžiagos spindulį r . Bangolaidį sudarančios medžiagos aprašomos jų elektrofiziniais parametrais, paimtais iš literatūros (Smith *et al.* 2004; Baeraky 2002).

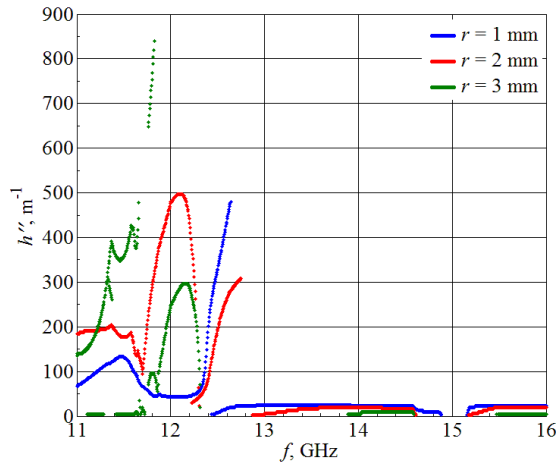
4.15, 4.16 paveiksluose pavaizduotos kompleksinio bangos fazės koeficiento realiosios ir menamosios dalių priklausomybės nuo dažnio ir bangolaidžio šerdies spindulio dydžio. Normuotas bangos fazės koeficientas (4.15 pav.) ir silpimo (4.16 pav.) koeficientas apskaičiuoti, kai bangolaidžio metamedžiagos sluoksnio spindulys lygus 1 mm, 2 mm ir 3 mm. Kaip matome iš paveikslų, tiriamo bangolaidžio fazinės charakteristikos turi neįprastą pavidalą su aiškiai išreikštu rezonansiniu pobūdžiu. Tai yra įprasta bangolaidžiams, kurių sudėtyje yra metamedžiagų, kadangi pačios metamedžiagos yra rezonansinės prigimties, t. y. jų savybės dažniausiai pasireiškia tik tam tikruose, siauriuose dažnių diapazonuose. Bangolaidžio fazinės charakteristikos labai priklauso tiek nuo šerdies spindulio r dydžio, tiek nuo UCSD30815 metamedžiagos parametrų verčių bei ženklo prie tam tikrų dažnių.

4.15 ir 4.16 paveiksluose galime matyti rezonansinį bangų fazės ir silpimo koeficientų pobūdį, dažnių diapazone 11–12,75 GHz. Abu metamedžiagos elektrodinaminiai parametrai (ε ir μ) prie šių dažnių įgyja neigiamas vertes. Šiame dažnių diapazone ypač dideli magnetiniai metamedžiagos nuostoliai (Smith *et al.* 2004). Visi bangolaidiniai bangų tipai yra hibridiniai (E_z ir H_z komponentės nelygios nuliui) ir turi visas šešias EM lauko komponentes.



4.15 pav. Sluoksniuoto metamedžiagos-SiC bangolaidžio normuoto fazės koeficiento h' priklausomybės nuo dažnio f ir šerdies iš metamedžiagos spindulio r

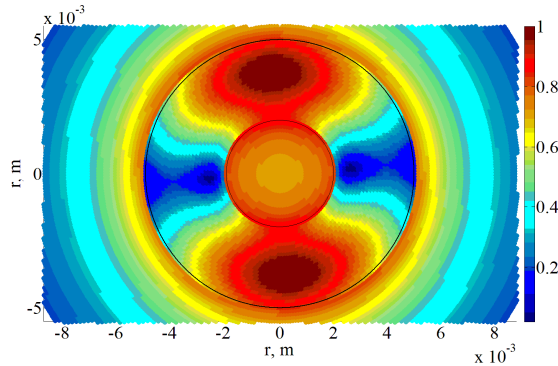
Fig. 4.15. Normalized phase constant dependences of the layered metamaterial-SiC waveguide on the frequency and the metamaterial core radii r



4.16 pav. Sluoksniuoto metamedžiagos-SiC bangolaidžio silpimo koeficiento h'' priklausomybės nuo dažnio f ir šerdies iš metamedžiagos spindulio r

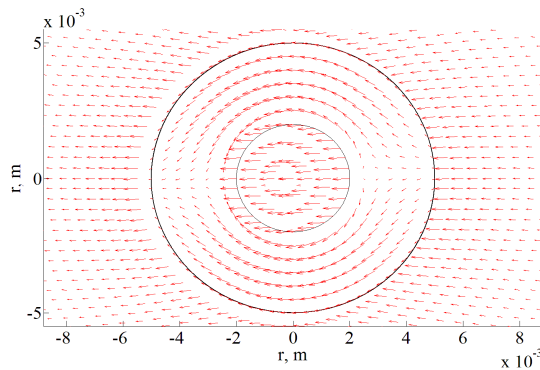
Fig. 4.16. Attenuation constant dependences of the layered metamaterial-SiC waveguide on the frequency and the metamaterial core radii r

Pagal fazinių charakteristikų pobūdį, dažnių diapazoną 11–16 GHz galima suskirstyti į tris sritis. Pirmą sritį $\Delta f_1 \sim 11\text{--}12,75$ GHz; antrą sritį $\Delta f_2 \sim 12,75\text{--}15$ GHz ir trečią sritį $\Delta f_3 \sim 15\text{--}16$ GHz. Fazinės charakteristikos Δf_1 srityje turi labai sudėtingą pavidalą, kuris taip pat priklauso ir nuo bangolaidžio šerdies spindulio $r = 1,0\text{--}3,0$ mm. Dėl šios priežasties detaliau aptarsime gautas priklausomybes.



4.17 pav. Normuoto elektrinio lauko stiprio pasiskirstymas skersiniame metamedžiagos-SiC bangolaidžio pjūvyje, kai dažnis $f = 13,5$ GHz

Fig. 4.17. Distribution of the normalized electric field intensity on the transversal cross-section of the metamaterial-SiC waveguide at frequency $f = 13.5$ GHz

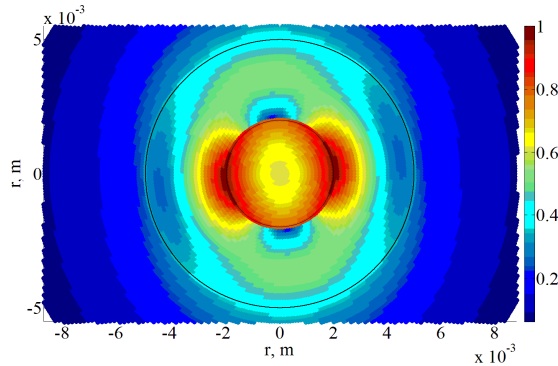


4.18 pav. Elektrinio lauko vektorių pasiskirstymas skersiniame metamedžiagos-SiC bangolaidžio pjūvyje, kai dažnis $f = 13,5$ GHz

Fig. 4.18. Distribution of the electric field vector on the transversal cross-section of the metamaterial-SiC waveguide at frequency $f = 13.5$ GHz

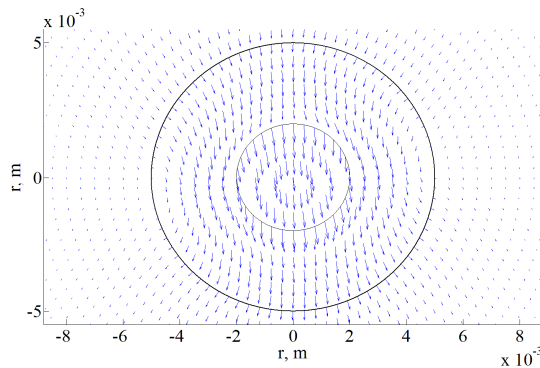
Kai šerdies spindulys $r = 1$ mm, bangolaidyje iki dažnio $f \sim 12,4$ GHz gali skliti tik vienas bangos tipas (mėlyna kreivė). Bangos fazės koeficientų vertės

palaipsniui kinta nuo maksimalios vertės prie minimalios ir vėl pasiekia maksimumą prie $f \sim 12,3$ GHz (4.15 pav.). Šios bangos silpimo koeficientas yra didelis ir ypač išauga kai $f \sim 12,3\text{--}12,6$ GHz (4.16 pav.). Dažnių diapazone $f \sim 12,4\text{--}12,7$ GHz sklinda dvi bangos, kai $r = 1$ mm. Aukštesnio bangos tipo atkirtos dažnis lygus 12,4 GHz. Šios bangos nuostoliai yra žymiai mažesni nei pirmos bangos, kurios dažnis $11 < f < 12,4$ GHz.



4.19 pav. Normuoto magnetinio lauko stiprio pasiskirstymas skersiniame metamedžiagos-SiC bangolaidžio pjūvyje, kai dažnis $f = 13,5$ GHz

Fig. 4.19. Distribution of the normalized magnetic field intensity on the transversal cross-section of the metamaterial-SiC waveguide at frequency $f = 13.5$ GHz



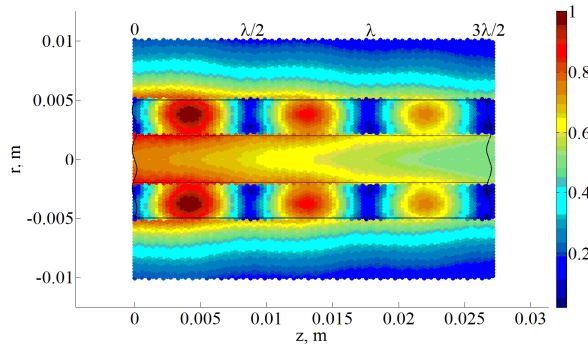
4.20 pav. Magnetinio lauko vektorių pasiskirstymas skersiniame metamedžiagos-SiC bangolaidžio pjūvyje, kai dažnis $f = 13,5$ GHz

Fig. 4.20. Distribution of the magnetic field vector on the transversal cross-section of the metamaterial-SiC waveguide at frequency $f = 13.5$ GHz

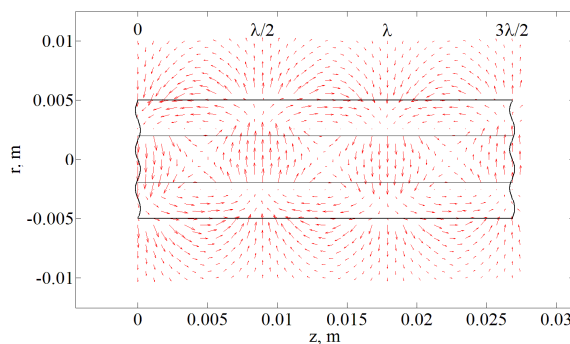
Matome, kad fazės koeficientų priklausomybė nuo dažnio turi staigius maksimumus, kai šerdies spindulys $r = 2$ mm. Kreivės h' atšaka baigiasi ties

$f \sim 12,3$ GHz ir dar vienas maksimumas atsiranda, kai $f \sim 12,2$ – $12,4$ GHz. Galima daryti prielaidą, kad pirmoji banga užgesa ir nauja banga su kitokia EM lauko struktūra pradeda skliti nuo $f \sim 12,2$ GHz. Kaip matome 4.15, 4.16 paveiksluose, ši banga sklinda siaurame $f \sim 12,2$ – $12,8$ GHz dažnių diapazone. Todėl jos pagrindu galima būtų sukurti mikrobangų jungiklį.

Silpimo koeficientų h'' vertės, bangolaidyje su $r = 2$ mm, Δf_1 srityje yra didesnės, negu $r = 1$ mm atveju. Nuostolių maksimumas ties $12,1$ GHz siekia 500 m^{-1} ($4,34 \text{ dB/mm}$).



4.21 pav. Normuoto elektrinio lauko stiprio pasiskirstymas išilginiame metamedžiagos-SiC bangolaidžio pjūvyje, kai dažnis $f = 13,5$ GHz
Fig. 4.21. Distribution of the normalized electric field intensity on the longitudinal cross section of the metamaterial-SiC waveguide at frequency $f = 13.5$ GHz



4.22 pav. Elektrinio lauko vektorių pasiskirstymas išilginiame metamedžiagos-SiC bangolaidžio pjūvyje, kai dažnis $f = 13,5$ GHz
Fig. 4.22. Distribution of the electric field vectors on the longitudinal cross section of the metamaterial-SiC waveguide at frequency $f = 13.5$ GHz

Ypač sudėtingos fazinės charakteristikos gaunamos Δf_1 srityje, kai bangolaidžio šerdis yra didžiausia, $r = 3,0$ mm. Matome keletą nepriklausomų charakteristikos atšakų (4.15 pav.). Skirtingų bangų silpimo koeficientai labai skiriasi vienas nuo kito ir didžiausia vertė siekia 850 m^{-1} . Šios rezonansinio pobūdžio bangos sklinda tik iki dažnio $f \sim 12,3 \text{ GHz}$ (4.16 pav.). Svarbu pabrėžti, kad $r = 3 \text{ mm}$ bangolaidyje, dažnių diapazone $f \sim 12,3\text{--}13,8 \text{ GHz}$, bangolaidinės bangos nesklinda.

Pirmoje dažnių Δf_1 srityje EM bangų silpimas h'' yra labai didelis ir šiame diapazone išnagrinėto spindulio bangolaidžiai galėtų veikti kaip EM bangas sugeriantys mikrobangų įtaisai.

Fazinės charakteristikos Δf_2 dažnių srityje (4.15 pav.), visuose trijuose ištirtuose bangolaidžiuose, turi įprastą atviriems dielektriniais bangolaidžiams pavidalą (Asmontas *et al.* 2010). Šioje srityje sklindančių bangų atkirtos dažniai yra lygūs $12,45 \text{ GHz}$, $12,87 \text{ GHz}$, $13,90 \text{ GHz}$, kai šerdies iš metamedžiagos spindulys yra atitinkamai 1 mm , 2 mm ir 3 mm .

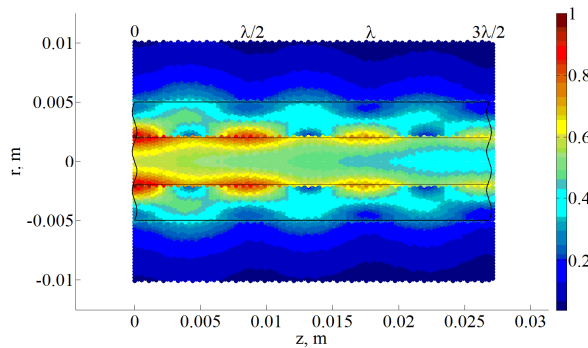
Matome, kad atkirtos dažnis pastebimai didėja, kai vidinis bangolaidžio spindulys r yra didesnis, atsižvelgiant į tai, kad bangolaidžio išorinis spindulys R išlieka pastovus t. y. plonėjant išoriniam SiC sluoksniui. Kai bangolaidžio šerdies spindulys yra didesnis arba lygus 2 mm , dažnių srityje Δf_2 sklinda tik vienas bangos tipas, turintis mažą silpimo koeficientą ($< 30 \text{ m}^{-1}$).

Trečioje dažnių srityje Δf_3 bangolaidžiai taip pat veikia vienos bangos režimu. Tarp bangolaidinio tipo bangų Δf_2 ir Δf_3 srityse yra maždaug 300 MHz tarpas, todėl tarp šių bangų nevyksta interferencija (4.16 pav.).

Elektrinių ir magnetinių laukų stiprio pasiskirstymai metamedžiagos-SiC bangolaidžių skersiniuose pjūviuose pavaizduoti 4.17 ir 4.19 paveiksluose. Šiuose paveiksluose pateikti atitinkamai elektrinio ir magnetinio laukų pasiskirstymai, kai bangolaidžio šerdies spindulys $r = 2 \text{ mm}$, o dažnis $f = 13,5 \text{ GHz}$. Galima pabrėžti, kad ties šiuo dažniu metamedžiagos santykinė dielektrinė skvarba yra realus dydis, lygus $-2,5$, o kompleksinė magnetinė santykinė magnetinė skvarba lygi nuliui.

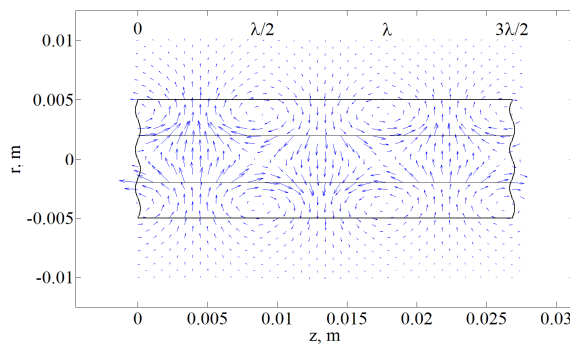
EM laukų komponentės skersiniame bangolaidžio pjūvyje apskaičiuotos $2R$ atstumu nuo bangolaidžio centro, t. y. bangolaidžio medžiagoje ir išoriniame oro sluoksnyje. Laukų stipris kiekviename skersinio ar išilginio pjūvio taške gautas geometriškai sumuojant tris elektrinio (\vec{E}_r ; \vec{E}_φ ; \vec{E}_z) ir magnetinio (\vec{H}_r ; \vec{H}_φ ; \vec{H}_z) laukų vektorių komponentes. Matome, kad didesnė EM bangos energijos dalis sutelkta SiC sluoksnyje už metamedžiaginės šerdies ribų. Laukų stipriai buvo normuojami pagal didžiausią vertę. Raudona ir mėlyna spalvos atitinkamai vaizduoja taškus, kuriuose elektrinio ar magnetinio lauko stipris yra didžiausias ir mažiausias.

Elektrinio ir magnetinio laukų stiprio vizualizacija išilginiame bangolaidžio pjūvyje pavaizduota atitinkamai 4.21 ir 4.23 paveiksluose. Kadangi metamedžiaga ir SiC yra EM bangas sugeriančios medžiagos, išilginiame pjūvyje galime vaizdžiai stebėti kaip silpsta banga, sklisdama išilgai bangolaidyje. Tarkime, kai dažnis $f = 13,5$ GHz, pavaizduotos EM bangos energija nusilpsta maždaug 1,5 karto, nusklidusi 3 cm.



4.23 pav. Normuoto magnetinio lauko stiprio pasiskirstymas išilginiame metamedžiagos-SiC bangolaidžio pjūvyje, kai dažnis $f = 13,5$ GHz

Fig. 4.23. Distribution of the normalized magnetic field intensity on the longitudinal cross section of metamaterial-SiC waveguide at frequency $f = 13.5$ GHz



4.24 pav. Magnetinio lauko vektorių pasiskirstymas išilginiame metamedžiagos-SiC bangolaidžio pjūvyje, kai dažnis $f = 13,5$ GHz

Fig. 4.24. Distribution of the magnetic field vectors on the longitudinal cross section of metamaterial-SiC waveguide at frequency $f = 13.5$ GHz

Elektrinio ir magnetinio laukų vektoriai išilginiame ir skersiniame pjūviuose pavaizduoti 4.18, 4.20, 4.22 ir 4.24 paveiksluose. Strėlytėmis vaizduojama lauko

kryptis, o jų ilgis proporcingas lauko stipriui konkrečiame taške. Skersiniai elektrinio ir magnetinio laukų komponentai yra \vec{E}_r , \vec{E}_ϕ , \vec{H}_r , \vec{H}_ϕ , o išilginiai – \vec{E}_z ir \vec{H}_z .

Matome, kad skersiniame bangolaidžio pjūvyje (4.18 ir 4.20 pav.) E ir H laukų vektoriai yra statmeni vienas kitam. Išilginiame pjūvyje (4.22 ir 4.24 pav.) E ir H laukų vektoriai neatrodo vienas kitam statmeni todėl, kad vaizduojami kaip projekcija į 2D plokštumą. Trimatėje erdvėje E ir H vektoriai yra statmeni vienas kitam kiekviename taške, kaip ir turi būti pagal elektrodinamikos teoriją (Griffiths 1999).

Atliekant laukų pasiskirstymo modeliavimą, buvo stebima, kad elektriniai ir magnetiniai laukai labiau koncentruojasi SiC apvalkalo sluoksnyje. Taip pat galima pamatyti, kad elektrinis laukas išeina už bangolaidžio ribų į oro sluoksnį labiau nei magnetinis laukas (4.17, 4.19, 4.21, 4.23 pav.).

EM laukų stiprių pasiskirstymas parodo, kad bangos energija praktiškai nusilpsta oro sluoksnyje, mažesniu už bangos ilgį atstumu nuo bangolaidžio.

4.5. Ketvirtojo skyriaus išvados

1. Buvo ištirtos (4.2 poskyryje) netuščiavidurio ir tuščiaavidurio bangolaidžių iš anizotropinės metamedžiagos fazinės charakteristikos ir aptikta naujų EM efektų:
 - 1.1. Neįprastos bangolaidinio tipo bangų fazinės charakteristikos ištirtuose bangolaidžiuose buvo aptiktos metamedžiagos plazminių dažnių diapazone nuo 1 GHz iki 3,5 GHz, nustatyta, kad dispersinės kreivės pasižymi sritimis, kuriose bangos fazės koeficientas, didėjant dažniui, mažėja.
 - 1.2. Ištirtas bangolaidis iš anizotropinės metamedžiagos gali veikti vienos bangos (vienamodžiu) režimu. Tokiu atveju bangolaidyje sklįstų banga, kurios atkirtos dažnis f_{kr} , priklausomai nuo bangolaidžio spindulio, yra ~1,6–1,8 GHz. Šio bangos tipo dispersinė kreivė yra vertikalaus pobūdžio, todėl mažas dažnio pokytis sukelia didelį fazės koeficiento pokytį.
2. Apskritajame netuščiaviduriame bangolaidyje iš metamedžiagos, dažnių diapazone 1,9–3,5 GHz, yra dvi sritys su dideliu dispersinių kreivių skaičiumi.
3. Tuščiaaviduriame bangolaidyje gali sklįsti tik trys bangos tipai. Pirmos bangos atkirtos dažnis $f_{kr} \sim 1,75$ GHz, kitų dviejų bangų f_{kr} yra

vienodas ir lygus magnetiniam metamedžiagos plazminiam dažniui $f_{\text{mpxx}} = 2,45$ GHz.

4. Ištirtos (4.3 poskyryje) atvirojo cilindrinio bangolaidžio iš metamedžiagos šerdies ir n -Si puslaidininkio apvalkalo fazinės ir silpimo charakteristikos, dažnių diapazone nuo 0,05 GHz iki 20 GHz, kuomet šerdies spindulys r lygus 1 mm, 2 mm ir 3 mm, o bangolaidžio išorinis spindulys R yra 5 mm ir gauti tokie rezultatai:
 - 4.1. Nustatyta, kad rezonansinėje metamedžiagos srityje (iki 2 GHz) bangoms būdingas didelis silpninimas ($\sim 3500 \text{ m}^{-1}$), o puslaidininkinėje srityje (nuo 2 GHz) bangolaidis pasižymi tuščiavidurio puslaidininkinio bangolaidžio savybėmis. Apšvietus bangolaidį šviesa, galima valdyti n -Si puslaidininkio savitąją varžą ρ ir valdyti bangolaidžio fazines charakteristikas.
 - 4.2. Ištirtų bangolaidžių bangų fazės koeficientai, rezonansinėje srityje turi staigius ekstremumus. Ši savybė leidžia greitai keisti bangos ilgį bangolaidyje. Ekstremumų padėtis dažnių ašyje gali būti valdoma, keičiant metamedžiagos šerdies spindulį.
 - 4.3. Antro aukštesnio tipo banga, dažnių diapazone 0,7–1,4 GHz, kai bangolaidžio šerdies spindulys $r = 1$ mm pasižymi $\sim 300 \text{ m}^{-1}$ EM bangų silpimu, kuris nepriklauso nuo dažnio. Įtaisas, veikiantis šios bangos pagrindu neiškraipytų perduodamo signalo.
5. Apskaičiuotos (4.4 poskyryje) atvirojo metamedžiagos-SiC bangolaidžio fazinės charakteristikos prie trijų bangolaidžio šerdies spindulio reikšmių $1 \leq r \leq 3$ mm ir nustatyta, kad dažnių diapazone 12,8–16 GHz gali sklisti tik vienas bangos tipas HE_{11} , kurio silpimo koeficientas yra nedidelis ($< 30 \text{ m}^{-1}$) ir praktiškai nepriklauso nuo dažnio.
6. Pristatyti elektrinių ir magnetinių laukų stiprio pasiskirstymo grafikai, metamedžiagos-SiC bangolaidžio skersiniame ir išilginiame pjūviuose, prie dažnio $f = 13,5$ GHz ir nustatyta, kad labiausiai elektriniai ir magnetiniai laukai koncentruojasi ištirto bangolaidžio SiC apvalkalo sluoksnyje šalia ribos su metamedžiagos sluoksniu.

Bendrosios išvados

1. Sudarius izotropinių, girotropinių ir anizotropinių bangolaidinių darinių elektrodinaminius modelius ir atlikus skaitinius sluoksniuotų bei tuščiavidurių cilindrinų bangolaidžių iš silicio karbido (SiC), dipolinio stiklo, fullereno lukštų pavidalo karbido (OLC) ir metametalių tyrimus, aptikta efektų, kurių pagrindu galima sukurti naujų mikrobangų įtaisų.
2. Ištirtų bangolaidžių plačiąjuostiškumas, sklindančių bangų atkirtos dažniai, nuostoliai medžiagoje, bangos fazės koeficientas, elektrinio ir magnetinio laukų pasiskirstymai gali būti valdomi temperatūra, šviesa, keičiant bangolaidžio vidinį ir išorinį spindulį ar užpildant tuščiavidurio bangolaidžio vidinį kanalą skirtingomis medžiagomis. Parodytos naujų mikrobangų įtaisų, kurių charakteristikas galima valdyti konstrukciniais parametrais, šviesa ir temperatūra, kūrimo galimybės.
3. Bangolaidžių iš dipolinio stiklo fazinėms charakteristikoms būdinga anomali dispersija, kai medžiagos temperatūra yra 200 K, normuotų dažnių ruože $0,05 < f < 0,16 \text{ GHz} \cdot \text{m}$.
4. Tuščiaviduris R spindulio SiC bangolaidis, kurio vidinis r spindulio kanalas užpildytas freonu, gali veikti kaip mikrobangų moduliatorius,

kuriame sklindančios EM bangos fazė moduluojama keičiant bangolaidžio temperatūrą. Kai $r/R = 0,2-0,5$ tokio bangolaidžio plėtimasis yra 5–10 % didesnis, lyginant su analogišku SiC bangolaidžiu be kanalo.

5. Tuščiaviduriame bangolaidyje iš fullereno lukštų pavidalo karbido medžiagos, dažnių ruože 26–38 GHz, pagrindinio ir aukštesnio bangolaidinio tipo bangos turi aukštadažnį atkirtos dažnį.
6. Puslaidininkinis p -Ge bangolaidis gali veikti kaip mikrobangų moduliatorius, kuriame sklindančios EM bangos fazė moduluojama, valdant bangolaidį apšviečiančių infraraudonųjų spindulių intensyvumą.
7. Puslaidininkiniame p -Ge bangolaidyje sklindančioms bangoms būdingas aukštesnių bangos tipų transformacijos efektas, kuomet pasikeičia EM bangų lauko struktūra.
8. Bangolaidis iš anizotropinės metamedžiagos su artima nuliui santykinė dielektrinė ir magnetinė skvarbomis pasižymi anomalija dispersija. Tokiam bangolaidžiui būdingos trys dažnių sritys, kuriose gali būti sužadinamos bangolaidinio tipo bangos. Pirmoje dažnių srityje sklinda tik viena banga, todėl įtaisas, sukurtas šio bangolaidžio pagrindu gali veikti vienmodžiu režimu.
9. Ištyrus metamedžiagos-SiC bangolaidžio modelio elektrinių ir magnetinių laukų pasiskirstymą, nustatyta, kad laukai labiausiai koncentruojasi SiC apvalkalo sluoksnyje šalia ribos su metamedžiagos šerdimi. Toks bangolaidis gali būti naudojamas kaip filtras, kadangi jam būdingas vienmodis režimas, kai šerdies spindulys $r > 2$ mm.

Literatūra ir šaltiniai

Agarwal, A.; Ryu, S.-H. 2006. Status of SiC power devices and manufacturing issues, *Proceedings of CS MANTECH Conference*: 215–218.

Alberta, E. F.; Hackenberger, W. S.; Bhalla, A. S.; Randall, C. A.; Shrout, T. R. 2005. Ceramic capacitors for extreme environments, *In CARTS USA 2005*: 142–147.

Alu, A.; Engheta, N. 2004. Guided modes in a waveguide filled with a pair of single-negative (SNG), double-negative (DNG), and/or double-positive (DPS) layers, *IEEE Trans. MTT*, 52(1): 199–210.

Alu, A.; Enghetal, N.; Erentok, A.; Ziolkowski, R. W. 2007. Single-negative, double-negative, and low-index metamaterials and their electromagnetic applications, *IEEE Antennas and propagation magazine*, 49(1): 23–36.

Baba, T. et al. 2012. Optical modulator and method for manufacturing same, *Nec Corporation*, Patent US20120003767 A1.

Babbitt, R. W.; Stern, R. A. 1984. Dielectric waveguide ferrite modulator/switch, *The United States of America as Represented by the secretary of the army*, Patent US4490700 A.

Baeraky, T. A. 2002. Microwave measurements of the dielectric properties of silicon carbide at high temperature, *Egyptian Journal of Solids*, 25(2): 263–273.

Bai, J.; Shi, S.; Prather, D. W. 2010. Analysis of epsilon-near-zero metamaterial super-tunneling using cascaded ultra-narrow waveguide channels, *Progress In Electromagnetics Research M*, 14: 113–121.

Baynham, A. C. 1968. Magnetoplasma wave propagation in the two-carrier system provided by p-type semiconductors: a study of the transport properties of p-type germanium using magnetoplasma waves, *J. Phys. C: Solid State Phys.* 2(1): 1447–1454.

Ballato, J.; Hawkins, T.; Foy, P.; Morris, S.; Hon, N. K.; Jalali, B.; Rice, R. 2011. Silica-clad crystalline germanium core optical fibers, *Optics Letters* 36(5): 687–688.

Banys, J.; Grigalaitis, R.; Mikonis, A.; Macutkevicius, J.; Keburis, P. 2009. Distribution of relaxation times of relaxors: comparison with dipolar glasses, *Physica status solidi (c)*, 6(12): 2725–2730.

Banys, J.; Kajokas, A.; Lapinskas, S.; Brilingas, A.; Grigas, J.; Petzelt, J.; Kamba, S. 2002. Microwave and millimeter-wave dielectric response of $\text{Rb}_{1-x}(\text{ND}_4)_x\text{D}_2\text{PO}_4$ dipolar glass, *Journal Of Physics: Condensed Matter*, 14(14): 3725–3733.

Bendada, A.; Cole, K.; Lamontagne, M.; Simard Y. 2003. A hollow waveguide infrared thermometer for polymer temperature measurement during injection moulding, *Journal of optics A: Pure and applied optics*, 5: 464–470.

Beregulin, E. V. et al. 1982. Mechanisms of energy relaxation under conditions of nonlinear absorption of light in p-type Ge, *Sov. phys. Semicond.*, 16(2): 179–181.

Bychanok, D. S.; Moseenkov, S. I.; Kuznetsov, V. L. et al. 2009. Onion-like carbon in microwaves: electromagnetic absorption bands and percolation effect, *J. Nanoelectronics and Optoelectronics*, 4: 257–260.

Bokova-Sirosh, S. N.; Pershina, A. V.; Kuznetsov, V. L.; Ishchenko, A. V.; Moseenkov, S. I.; Orekhov, A. S.; Obraztsova, E. D. 2013. Raman spectra for characterization of onion-like carbon, *Nanoelectronics and Optoelectronics*, 8(1): 106–109.

Bongiorno, A.; Först, C. J.; Kalia, R. K.; Li, J.; Marschall, J.; Nakano, A.; Opeka, M. M.; Talmy, I. G.; Vashishta, P.; Yip, S. 2006. A perspective on modeling materials in extreme environments: oxidation of ultrahigh-temperature ceramics, *MRS BULLETIN*, 31: 410–418.

Buciello, G. 2012. On the relaxation properties of a quantum dipolar spin glasses model. *J. Condensed matter physics*, 2(3): 124–128.

Chen, H.; Wu, B.-I.; Kong, J. A. 2006. Review of electromagnetic theory in left-handed materials. *J. of electromagnetic waves and applications*, 20(15): 2137–2151.

Cheng, T.; Li, W.; Lu, W.; Shi, Y. 2014. Heat transfer and failure mode analyses of ultrahigh-temperature ceramic thermal protection system of hypersonic vehicles. *Hindawi, Mathematical problems in engineering*, Vol. 2014, Article ID412718: 11.

Choi, Y.-S.; Kim, J.-J. 2000. Relaxation Time Distribution Function $g(\tau)$ of the Dipole Glass DRADP-x, *Fundamental Physics Of Ferroelectrics 2000: Aspen Center for Physics Winter Workshop. AIP Conference Proceedings*, 535: 266–272.

- Daskevici, V.; Skudutis, J.; Štaras, S. 2009. Simulation of the Axially Symmetrical Helical L, *Electronics and Electrical Engineering*, 89(1): 101–104.
- Eden, J. G.; Park, S. J.; Ostrom, N. P.; Chen, K. F. 2005. Recent advances in microcavity plasma devices and arrays: a versatile photonic platform, *J. Phys. D: Applied Physics* 38(11): 1644–1648.
- Franceschini, F.; Ruddy F. H. 2011. Silicon carbide neutone detectors. *Properties and Applications of Silicon Carbide*, Edited by: Rosario Gerhardt, InTech. 535 p.
- Ganesh, P.; Kent, P. R. C.; Mochalin, V. 2011. Formation, characterization, and dynamics of onion-like carbon structures for electrical energy storage from nanodiamonds using reactive force fields, *J. Appl. Phys.* 110: 073506.
- Gric, T.; Nickelson, L.; Asmontas, S. 2010. *Bangolaidinis modulatorius*, LT5710B, patentas paskelbtas, 2011–02–25.
- Gric, T.; Nickelson, L.; Asmontas, S. 2012. Extraordinary dependences of dispersion characteristics of lossy SiC cylindrical waveguide on the radius, *Proceedings of MI-KON2012*, 327–330.
- Griffiths, D.J. 1999. *Introduction to Electrodynamics*, Upper Saddle River, N.J: Prentice Hall. 576 p.
- Harrington, J. A. 2000. A review of IR transmitting, hollow waveguides, *Fiber and Integrated Optics*, 19: 211–217.
- Hubers, H. W.; Pavlov, S. G.; Shastin, V. N. 2005. Semiconductor Science and Technology, *IOP Publishing* 20(7): 211–221.
- Itatani, K.; Hattori, K.; Harima D. et al. 2001. Mechanical and thermal properties of silicon-carbide composites fabricated with short Tyranno Si-Zr-C-O fibre, *J. Mater. Sci.*, 36(15): 3679–3686.
- Iqbal, S. S.; Gibson, A. A. 2001. Characteristics of millimeter-wave semiconductor phase shifters, in *The 11th International Conference on Antennas and Propagation*, 480: 323–326.
- Ivanov, S.T.; Alexov, E. G. 1989. Electromagnetic waves in the semiconductor plasma waveguide. *Physica scripta*, 40(1): 58–63.
- Yagi, H. 2012. Method for manufacturing semiconductor optical modulator and semiconductor optical modulator, *Sumitomo Electric Industries, Ltd.*, Patent US20120308173 A1.
- Jeong, M.-K.; Lee, J.-H. 2009. Mobility and effective electric field in nonplanar channel MOSFETs, *IEEE Trans. on nanotechnology*, 8(1): 106–110.
- Kamba, S.; Bovtun, V.; Petzelt, J.; Rychetsky, I.; Mizaras, R.; Brilingas, A.; Banys, J.; Grigas, J.; Kosec, M. 2000. Dielectric dispersion of the relaxor PLZT ceramics in the frequency range 20 Hz–100 THz. *J. Physics: Condensed Matter*, 12(4): 497–519.

- Kim, J. H. et al. 2002. High speed semiconductor optical modulator and fabricating method thereof, *Electronics and Telecommunication Research Institute*, Patent US6392781 B1.
- Kim, K. Y. 2004. *Guided and Leaky Modes of Circular Open Electromagnetic Waveguides: Dielectric, Plasma, and Metamaterial Columns*, Thesis for the Degree of Ph.D., Kyungpook National University. Daegu, Korea. 201 p.
- Kim, K. Y. 2009. Comparative analysis of guided modal properties of double-positive and double-negative metamaterial slab waveguides, *Radioengineering*, 18(2): 117–123.
- Kuzhir, P.; Maksimenko, S.; Bychanok, D. et al. 2009. Nano-scaled onion like carbon: prospective material for microwave coatings, *Metamaterials* 3(3–4): 148–156.
- Kuzhir, P.; Paddubskaya, A. G.; Maksimenko, S. A. 2012. Carbon onion composites for EMC applications, *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, 54(1): 6–16.
- Lagarkov, A. N.; Semenenko, V. N.; Basharin, A. A.; Balabukha, N. P. 2008. Abnormal radiation pattern of metamaterial waveguide, *PIERS Online*, 4(6): 641–644.
- Lai, C.-H.; You, B.; Lu, J.-Y.; Liu, T.-A.; Peng, J.-L.; Sun, C.-K.; Chang, H.-C. 2010. Modal characteristics of antiresonant reflecting pipe waveguides for terahertz waveguiding, *Optics Express*, 18(1): 309–322.
- Langlet, R.; Lambin, Ph.; Mayer, A.; Kuzhir, P. P.; Maksimenko, S. A. 2008. Dipole polarizability of onion-like and electromagnetic properties of composites, *Nanotechnology*, 19(11): 115706(1–8).
- Leung, C.Y. 1980. Enhanced direct-free-hole absorption in picosecond laser-excited Germanium, *Chinese Journal of Physics*, 18(4): 158–171.
- Lim, E.-J. A. et al. 2013. Optical Modulator and Method for Manufacturing the Same, *Agency For Science, Technology and Research*, Patent US20130071058 A1.
- Liu, H.; Li, L.; Leong, M.; Zouhdi, S. 2011. Transparent uniaxial, anisotropic spherical particles designed using radial anisotropy, *Phys. Rev. E*, 84: 016605.
- Liu, S.; Li, L. W.; Leong, M. S.; Yeo, T. S. 2000. Theory of gyroelectric waveguides, *PIER* 29: 231–259.
- Liu, S.-H.; Liang, C.-H.; Ding, W.; Chen, L.; Pan, W.-T. 2007. Electromagnetic wave propagation through a slab waveguide of uniaxially anisotropic dispersive metamaterial, *Progress In Electromagn. Research*, 76: 467–475.
- Liznev, E. O.; Dorofeenko, A. V.; Liu, H.; Vinogradov, A. P.; Zouhdi, S. 2010. Epsilon-near-zero material as a unique solution to three different approaches to cloaking, *Appl. Phys. A*, 2(10): 321–325.
- Lopez-Garcia, B.; Murthy, D. V. B.; Corona-Chavez, A. 2011. Half mode microwave filters based on epsilon near zero and mu near zero concepts, *Progress In Electromagnetics Research*, 113: 379–393.

Lu, W. T.; Savo, S.; Casse, B. D. F.; Sridhar, S. 2009. Slow microwave waveguide made of negative permeability metamaterials, *Microwave and optical technology letters*, 51(11): 2705–2709.

Luo, J.; Chen, H.; Lai, Y.; Xu, P.; Gao, L. 2011. Anomalous transmission properties of epsilon-near-zero metamaterials, *PIERS Proceedings*, 1299–1302.

Macutkevicius, J.; Seliuta, D.; Valušis, G. *et al.* 2009. High dielectric permittivity of percolative based on onion-like carbon, *Applied Physics Letters*, 95: 112901(1–3).

Mališauskas, V.; Plonis, D. 2010. Dispersion Characteristics of the Propagation Waves in the Gyroelectric Semiconductor Waveguides, *Electronics and Electrical Engineering*, 106(10): 87–90.

Mirza, I. O.; Sabas, J. N.; Shi, S.; Prather, D. W. 2009. Experimental demonstration of metamaterial based phase modulation, *Progress In Electromagnetics research*, 93: 1–12.

Mukherjee M. 2011. Silicon carbide based transit time devices: the new fronts in high-power THz electronics, *Properties and Applications of Silicon Carbide*, Edited by: Rosario Gerhardt, InTech. 535 p.

Nickelson, L.; Asmontas, S.; Mališauskas, V.; Martavicius, R. 2009a. The dependence of open cylindrical magnetoactive p-Ge and p-Si plasma waveguide mode cutoff frequencies on hole concentrations, *Journal of Plasma Physics*, 75: 35–51.

Nickelson, L.; Asmontas, S.; Mališauskas, V.; Šugurovas, V. 2007. *Atvirieji cilindriniai girotropiniai bangolaidžiai*. Vilnius: Technika. 248 p.

Nickelson, L.; Gric, T.; Asmontas, S.; Martavicius, R. 2008. Electrodynamical analyses of dielectric and metamaterial hollow-core cylindrical waveguides, *Electronics and Electrical Engineering*, 82(2): 3–8.

Nickelson, L.; Gric, T.; Asmontas, S.; Martavicius, R. 2009b. Electric field distributions of the fast and slow modes propagated in the open rod SiC waveguide, *Electronics and Electrical Engineering*, 93(5): 87–90.

Nickelson, L.; Shugurov, V. 2005. *Singular Integral Equations' Methods for the Analysis of Microwave Structures*, Leiden-Boston: VSP.

Okojie, R. S.; Page, S. M.; Wolff, M. 2006. Performance of MEMS-DCA SiC pressure transducers under varies dynamic conditions, *Proceedings of IMAPS International high temperature electronics conference*: 70–75.

Oraizi, H.; Abdolali, A. 2009. Some aspects of radio wave propagation indouble zero metamaterials having the real parts of epsilon and mu equal to zero, *J. of Electromagn. Waves and Appl.*, 23: 1957–1968.

Palik, E. D.; Furdyna, J. K. 1970. Infrared and microwave magnetoplasma effects in semiconductors, *Reports Progress in Physics*, 33(3): 1193–1322.

Pandraud, G.; Pham, H. T. M.; French, P. J.; Sarro, P. M. 2007. PECVD SiC optical waveguide loss and mode characteristics, *Optical and laser technology*, 39(3): 532–536.

Pirc, R.; Kutnjak, Z.; Novak, N. 2012. Compressible spherical dipolar glass model of relaxor ferroelectrics, *J. Appl. Phys.*, 112:114122.

Plonis, D. 2014. *Girotropinių įtaisų modelių tyrimas ir taikymas*, Vilnius: Technika. 158 p.

Pomarnacki, R.; Krukonis, A.; Urbanavičius, V. 2010. Parallel Algorithm for the Quasi-TEM Analysis of Microstrip Multi-conductor Line, *Electronics and Electrical Engineering*, 101(5): 83–86.

Ponchak, G. E.; Schwartz, Z. D.; Alterovitz, S. A.; Downey, A. N. 2004. Measured attenuation of coplanar waveguide on 6H, p-type SiC and High Purity semi-insulating 4H SiC through 800 K, *Proceedings of 12th GAAS Symposium*: 439–442.

Prati, E. 2003. Propagation in gyroelectromagnetic guiding systems, *J. of Electromagn. Waves and Appl.*, 17(8): 1177–1196.

Qiu, C.-W.; Zouhdi, S.; Geng, Y. L. 2008. Shifted Resonances in Coated Metamaterial Cylinders: Enhanced Backscattering and Near-Field Effects, *Physical Review E*, 77: 046604.

Sawamura, M.; Furuya, T.; Sakai, H.; Umemori, K.; Shinoe, K. 2009. ERL HOM absorber development in Japan, *Proceedings of ERL09*, 63–66.

Schroeder, C. B.; Whittum, D. H.; Wurtele, J. S. 1999. Multimode Analysis of the Hollow Plasma Channel Wakefield Accelerator, *Physical review letters*, 82: 1177–1180.

Smith, D. R. et al. 2004. Design and measurement of anisotropic metamaterials that exhibit negative refraction, *IEICE Trans. Electron.*, E87-C(3): 359–370.

Sujuki, N.; Yokoshima, S. 2003–11–25. *Plasma processing apparatus having circular waveguide and plasma processing method*. United States Patent 6652709.

Takeuchi, Y.; Abe, T.; Kageyama, T.; Sakai, H. 2005. RF dielectric properties of SiC ceramics and their application to design of HOM absorbers, *Proceedings of Particle Accelerator Conference*, 1195–1197.

Vafi, K.; Javan, A. R. M.; Abrishamian, M. S.; Granpayeh, N. 2008. Dispersive behavior of plasmonic and metamaterial coating on achieving transparency, *J. of Electromagn. Waves and Appl.*, 22: 941–952.

Vashishath, M.; Chatterjee, A.K. 2008. Recent Trends in Silicon Carbide Device Research, *Maejo International Journal of Science and Technology*, 2(3): 444–470.

Wang, B.; Huang, K.-M. 2010. Shaping the radiation pattern with mu and epsilon-near-zero metamaterials, *Progress In Electromagnetics Research*, 106: 107–119.

Wang, Y.; Yan, F.; Liu, S.W. et al. 2013. Onion-like carbon matrix supported Co₃O₄ nanocomposites: a highly reversible anode material for lithium ion batteries with excellent cycling stability, *J. of Material Chemistry A*, 1: 5212–5216.

Wang, Y.; Li, T.; Zhao, L.; Hu, Z.; Gu, Y. 2011. Research progress on nanostructured radar absorbing material, *Energy and Power Engineering*, 3: 580–584.

- Wang, Z. J.; Dong, J. F. 2006. Analysis of guided modes in asymmetric left-handed slab waveguides, *PIER* 62: 203–215.
- Wei, J.; Zhang, Z.; Tseng, J. K.; Treufeld, I.; Liu, X.; Litt, M. H.; Zhu, L. 2015. Achieving high dielectric constant and low loss property in a dipolar glass polymer containing strongly dipolar and small-sized sulfone groups, *ACS Applied Materials & Interfaces*, 7(9): 5248–5257.
- Wen, Q.-Y.; Zhang, H.-W.; Yang, Q.-H.; Chen, Z.; Zhao, B.-H.; Long, Y.; Jing, Y.-L. 2012. Perfect Metamaterial Absorbers in Microwave and Terahertz Bands, *Metamaterial*, Edited by Xun-Ya Jiang, InTech, 501–512.
- Wilson, S. J.; Jenkins, R. M.; Devereux, R. W. J. 1987. Hollow-Core Silica Waveguides, *IEEE J. of Quantum Electronics*, 23(1): 52–58.
- Wu, G.; Nelson, M.; Ma, S.; Meng, H.; Cui, G.; Shen, P. K. 2011. Synthesis of nitrogen-doped onion-like carbon and its use in carbon-based CoFe binary non-precious-metal catalysts for oxygen-reduction. *Carbon. ELSEVIER* 49: 3972–3982.
- Wu, Y.; Lai, Y.; Zhang, Z.-Q. 2012. Effective medium theories and symmetry properties of elastic metamaterials, *Metamaterial*, Edited by Xun-Ya Jiang, 143–168.
- Wuchina, E.; Opeka M. 2014. The next steps for ultra-high temperature ceramics, *Engineering Conference International (ECI) Ultra-High Temperature Ceramic: materials for extreme environmental applications II*.
- Wuchina, E.; Opila, E.; Opeka, M.; Fahrenholtz, W.; Talmy, I. 2007. UHTCs: Ultra-high temperature ceramic materials for extreme environment applications, *The electrochemical society Interface winter 2007*: 30–36.
- Xu, F.; Jiang, D. et al. 2011. High temperature packaging of 50 kW three-phase SiC power module, *Power Electronics and ECCE Asia (ICPE & ECCE), 2011 IEEE 8th International Conference*, 2427–2433.
- Zhang, Y.; Ishimaru, M.; Varga, T.; Oda, T.; Hardiman, C.; Xue, H.; Katoh, Y.; Shannon, S.; Weber, W. J. 2012. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 14: 13429–13436.
- Zhang, X. F.; Lee, G.Y.; Chen D.; Ritchie, R. O.; De Jonghe, L. C. 2003. Abrasive Wear behavior of heat –treated ABC-Silicon carbide, *J. American. Ceramic Society*, 86(8): 1370–1378.

Autoriaus mokslinių publikacijų disertacijos tema sąrašas

Straipsniai recenzuojamuose mokslo žurnaluose

Bubnelis, A.; Nickelson, L. 2012a. Main and higher mode absorption dependencies of open semiconductor plasma waveguide on the percentage of heavy holes, *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 109(4): 949–953. (ISI Web of Science).

Nickelson, L.; Bubnelis, A.; Ašmontas, S. 2012a. Phase constant peculiarities of cylindrical zero-index anisotropic metamaterial waveguide, *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 109(4): 877–881. (ISI Web of Science).

Bubnelis, A. 2012. Cilindrinų giroelektrinių p-Ge bangolaidžių nuostolių priklausomybės nuo dviejų rūšių krūvininkų koncentracijos tyrimas, *Mokslas – Lietuvos ateitis*, 4(1): 77–80. (IndexCopernicus).

Nickelson, L.; Bubnelis, A.; Baškys, A.; Navickas, R. 2011a. The Magnetoactive p-Ge Rod Waveguide Loss Analysis on the Concentration of Two Component Hole Charge Carriers, *Electronics and Electrical Engineering*, 4(110): 53–56. (ISI Web of Science).

Ašmontas, S.; Nickelson, L.; Bubnelis, A.; Martavičius, R.; Skudutis, J. 2010. Hybrid Mode Dispersion Characteristic Dependencies of Cylindrical Dipolar Glass Waveguides on Temperatures, *Electronics and Electrical Engineering*, 10(106): 83–86. (ISI Web of Science).

Straipsniai kituose leidiniuose

Nickelson, L.; Bubnelis, A.; Martavičius, R.; Ašmontas, S. 2014. Electromagnetic Field and Dispersion Characteristic Analysis of Absorbing Onion-Like Carbon Tube Waveguides, *META'14, the 5th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics*: 195–199.

Nickelson, L.; Bubnelis, A.; Ašmontas, S. 2013. Electrodynamical analysis of metamaterial waveguides coated with silicon carbides, *META'13, the 4th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics*: 262–267.

Ašmontas, S.; Bubnelis, A.; Nickelson, L. 2012. Dispersion characteristics of circular layered zero-index anisotropic metamaterial – semiconductor waveguides, *32nd PIERS in Moscow, Russia*: 1351–1354.

Nickelson, L.; Bubnelis, A.; Ašmontas, S. 2012b. Absorption dependencies of dipolar glass cylindrical waveguide coated by SiC on temperatures and coated layer thicknesses, *32nd PIERS in Moscow, Russia*: 1346–1350.

Bubnelis, A.; Nickelson, L.; Martavičius, R. 2012b. Semiconductor plasma rod attenuation dependencies of modes on the concentration of light and heavy holes, *19th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications*: 487–490.

Bubnelis, A.; Nickelson, L.; Baškys, A.; Navickas, R. 2012c. Dispersion dependencies of circular hollow-pipe SiC waveguide on the inner radius and temperature, *19th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications*: 333–336.

Nickelson, L.; Bubnelis, A.; Ašmontas, S. 2012c. Phase constant peculiarities of cylindrical zero-index anisotropic metamaterial waveguide, *META'12, the 3rd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics*: 339–342.

Bubnelis, A.; Nickelson, L. 2012d. Main and higher mode absorption dependencies of open semiconductor plasma waveguide on the percentage of heavy holes, *META'12, the 3rd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics*: 171–174.

Nickelson, L.; Ašmontas, S.; Gric, T.; Bučinskas, J.; Bubnelis, A. 2012d. Electrodynamical Analysis of Open Lossy Metamaterial Waveguide and Scattering Structures, *Metamaterial, Edited by Xun-Ya Jiang*, INTECH. 27–56 p.

Patentai

Nickelson, L.; Bubnelis, A.; Ašmontas, S.; Martavičius, R. 2014-05-26. *SiC fazės modulatorius*, Lietuvos patentas Nr. LT 6035 B.

Nickelson, L.; Bubnelis, A.; Ašmontas, S.; Rėksnys, J.; Rėksnys, R. 2014-03-25. *Optiškai valdomas spartus plačiajuostis fazės modulatorius*, Lietuvos patentas Nr. LT 6010 B.

Summary in English

Introduction

Formulation of the problem

A wide range of modern materials with the very specific electrophysical parameters are designed and produced in recent years. Such materials may be the complex composites, ceramics, semiconductor or insulator materials which are characterized by unusual properties, such as the imaginary part of the permittivity is far exceeds a real part of the one or the permittivity and the permeability are simultaneously or successively negative or near to zero, and etc. In addition, these modern materials can be characterized by important other technical properties as a high mechanical, aggressive chemical and temperature resistance, having the ability to transfer or receive the electromagnetic (EM) high power pulses.

There is a need to develop and use the robust and stable algorithms for the EM problem solution at some extraordinary initial parameters in order to discover new opportunities for the specific material applications to working out some improved waveguide devices. Because an electrodynamical problem can be transformed at certain EM parameters of a waveguide material (the permittivity and the permeability, that depend on the frequency, temperature and etc.) to the category of incorrectly-posed problems. The incorrectness of a problem means in our case that some small changes in the initial data may be accompanied by a false solution.

Opens the possibility to discover extraordinary waveguide phenomenon and effects and on their base to develop advanced EM devices by using the certain electrodynamical

models depicting the waveguide structures of specific materials and the improved robust stable research algorithm.

Relevance of the thesis

Nowadays technical needs of microwave electronics stimulate the rapid development of original (modern) devices working in the broader range of operating frequencies, temperatures, pressures and etc. at the very complicated and hazardous environmental conditions.

There are two main directions to overcome the difficulties arising at an original (modern) device designing. The first line is the selection of the desired material with special features when interacting with the microwave. For this reason new artificial and natural materials are examined at the different frequency ranges. And second line is choosing the appliance topology and in such a way by changing the boundary conditions are finding novel microwave effects, which can be used in promising electronic devices.

The most obvious examples are the rapidly growing manufacture of the high power electronic microwave devices and its components of the silicon carbide (SiC) as well as the very wide range EM appliances of various composite materials.

The recent decade research trend is the examination of advanced artificial materials and their application in the diverse microwave applications. These materials are characterized by unconventional (unusual, unique) electrophysical characteristics such as anomaly dispersion, the permittivity and permeability simultaneously or alternately can be negative or close to zero, the attenuation of EM waves can be very higher, i.e. very large EM wave losses. One of the engineering materials is a metamaterial one. Metamaterials can have very unusual EM characteristics, i.e. simultaneously negative values of the permittivity and the permeability. Metamaterials can be created for operating in very different frequency ranges. On the base of the metamaterials are created a wide spectrum of modern waveguide devices where use the completely new phenomenon as EM cloak at microwave frequencies, reconfigurable metamaterials where the effective permittivity and permeability of each unit cell is tunable, e.g. by applying a varying external voltage.

The analysis carried out in the present work allows discovering some new areas of application of advanced materials in microwave electronics.

The object of research

The object of the research of the present work is models of the waveguide structures of EM wave absorbing materials possessing special (unusual) features such as anomalous dispersion, high EM wave absorption, the permittivity and permeability simultaneously or alternately are negative or close to zero and other extraordinary properties.

The aim of the thesis

The aim of present work is rigorously electrodynamical analysis of the models of waveguide structures, as well discovering new EM effects in the waveguides and developing the new design of devices.

The objectives of the thesis

In order to achieve the above mentioned purpose, the following tasks have to be solved:

1. Find a solution of the Maxwell's equations when are satisfied all boundary conditions for open circular cylindrical isotropic waveguides of materials with properties as very large EM wave losses, negative or close to zero permittivity and permeability, anomaly dispersion.
2. Find a solution of the Maxwell's equations when are satisfied all boundary conditions for open circular cylindrical lossy gyroelectric waveguides, while the semiconductor plasma material consists of two kinds of charge carriers with different percentages their concentrations.
3. Perform electric field and magnetic one calculations and give their visual distribution representations in the transversal and longitudinal cross-sections of the waveguide.
4. On the basis of the calculated results and discovered effects offer a design of new phase modulators.

The research methodology

The cylindrical waveguide structures are analyzed by the partial area method. The solutions of the complex dispersion equations are carried out by applying the Mullers' method and a technique developed by the author. Numerical researches were implemented by the author created computer program package in the Matlab technical computing language.

Scientific novelty of the thesis

The following results, significant to the science of the electrical engineering have been obtained:

1. Boundary electrodynamical problems are solved electrodynamically rigorously and worked out the algorithms which allow analysing the isotropic, gyroelectric, uniaxial anisotropic and metamaterial waveguide structures which are characterized by unusual EM properties (eg., the vertical phase characteristics; the losses and wavelength of microwaves increase with growing of frequency).
2. Dispersion characteristics and EM field distribution calculations of dipolar glass, silicon carbide, metamaterial, onion-like carbon waveguide structures were performed.
3. On the basis of investigated characteristics of waveguide structures have been proposed the temperature- and light-controlled microwave phase modulators.

Practical value of the research findings

The universal algorithms are created to examine a large variety of cylindrical waveguides, including a plasmonic waveguide on which surface can propagate a plasmon-polariton wave. The presented in the thesis investigations allowed to worked out and

patented the design of two microwave devices. The SiC phase modulator (LT patent No 6035) operates in the wider frequency range and has less inertia in the comparison with the invention prototype. The optically controlled fast broad-bandwidth modulator (LT patent No 6010). The modulator operates in the infrared frequency range with the operating speed in picoseconds.

In the work (thesis) is examined waveguides of materials which parameters were measured by Center for Physical Sciences and Technology and Vilnius University scientists. The investigation results of the present work are the continuation of the Lithuanian scientific research.

Defended statments

1. The dipolar glass waveguide is characterized by the anomalous dispersion at temperature 200 K in the normalized frequency range $0.05 < fr < 0.16$ GHz·m whereas at the temperature range 130–150 K the waveguide is characterized by the normal dispersion.
2. The bandwidth of the hollow-pipe SiC waveguide with the relation of inner channel r and external R radii equal to 0.2–0.5 is larger by 5–10 % comparing with the waveguide without a channel.
3. The fundamental and higher modes of the hollow-pipe waveguide of onion-like carbon material have the high-frequency cutoff frequencies at the operating frequency range 26–38 GHz.
4. The main wave can only propagate on the semiconductor p -Ge giroelectric waveguide in the normalized frequency range $0.01 < fr < 0.045$ GHz·m and the phase shift of this mode can be controlled by changing of heavy holes' concentration from 60% to 90% of the total carriers.

Approval of the research findings

14 articles focusing on the subject of the dissertation have been published: 4 articles in the Thomson ISI (Web of Science), list (Ašmontas *et al.* 2010; Bubnelis *et al.* 2012a; Nickelson *et al.* 2011a, 2012a); 4 articles in the Thomson ISI (ISI Proceedings), list (Ašmontas *et al.* 2012; Bubnelis *et al.* 2012b, 2012c; Nickelson *et al.* 2012b), 1 article in the journal quoted by Inspec database, list (Bubnelis 2012); 4 articles in international and a national conferences, list (Bubnelis *et al.* 2012d; Nickelson *et al.* 2012c, 2013, 2014); 1 book chapter, list (Nickelson *et al.* 2012d). 10 presentations on the subject have been presented in various conferences both nationally and internationally

The structure of the dissertation

The scientific work consists of an introduction of the dissertation, 4 chapters, general conclusions, references and list of author's publications. The total scope of the dissertation – 133 pages, 34 indexed equations, 72 pictures and 4 tables. In a thesis have been used 93 references.

1. Overview of materials for waveguide structures

The intensive development of telecommunication, system of security and defense, spacecraft and satellite technology leads to growing complexity of microwave electronic devices. Requirements for modern devices and its passive microwave elements as waveguides become more complicated. In addition to the miniaturization and multifunctionality, there may be specific requirements as a device has to be resistant to EM radiation as well to acid and other chemicals, to extreme wide temperature range. Over recent years development of a modern microwave device is carried out through the creation of new materials with unusual electrophysical properties that are required from the device. At present the creation of a modern device focuses on the selection of material properties, rather than on a device design. And often the shape of cross-section of the device is a simple and the material feature can be intricate. The mentioned materials often name also the extreme environmental materials or the engineered ceramic for extreme environments, as an example, ultra-high temperature ceramics.

One of very advanced materials for extreme environment applications is the silicon carbide (SiC). On the base of SiC are created power devices with higher efficiency energy transmission, i.e. power switches, SiC Schottky barrier diodes with breakdown voltage from 600 V, transducers, sensors, transmission lines, particle detectors and so on. SiC waveguides operating at the microwave range are used in the high power, high voltage, high critical breakdown field, high temperature and high-radiation conditions. A replacement of silicon in technology to SiC revolutionized the power electronics.

Extreme operating conditions of novel devices can demand specific characteristics of microwave waveguides such as working in very low temperatures or in a very wide temperature range. It is important to point that that the analyzed devices made of dipolar glass can be controllable by temperature in a very wide range from cryogenic about -143°C upon $+220^{\circ}\text{C}$. The dipolar glass as a kind of ferroelectric ceramics reached special attention in the last ten years because of the observed extraordinary and intriguing dielectric properties

The propagation of EM waves in the unboundaried magnetoactive semiconductor plasma is analyzed in many works. The TM wave propagation in the metal waveguide filled with magnetoactive plasma is also studied sufficiently fully. On the base of magnetoactive semiconductor plasma waveguides are worked out controllable microwave devices, i.e., phase shifter, modulators, convertors, switches, filters. The microwave device phase and attenuation constants can be controlled by an external constant magnetic field as well as optically. Magnetoactive semiconductor waveguides are used also in the development of various optoelectronic, plasmonic devices and lasers.

The OLC (onion-like carbon) material is predicted to have properties different from other carbon nanostructures as graphite or nanotubes due to their highly symmetric structure. The material consists of spherical closed carbon shells which have concentric layered topology alike that of an onion. OLC materials can depict as shell fullerenes with certain important electro-physical behaviors as a very small weight, a higher specific surface area and adhesion properties, thermal stability. The material can have the higher conductivity and capacitive performances, also possess the high EM shielding properties. OLC materials can be used as the radar absorbing material, as components of magnetic recording systems, magnetic fluids. The material also is using in the applications as

fuel cells, optical limiting devices. There are broad prospects for developing a variety of devices on the base of OLC materials.

Artificial materials with unusual electrodynamical properties are increasingly being used to develop high-frequency devices with special features. The technological potential of metamaterials for developing novel devices offers a very promising alternative that could potentially overcome the limitations of current technology. The use of the metamaterials can be seen more often in devices such as antennas, radars, scattering structures, waveguides, cloaking devices. In the last decade many specialist focused on the experimental and theoretical investigations of the zero-refractive index (or zero-index) metamaterials. The metamaterials attractive to researches due to their unconventional constitutive parameters and different anomalous effects too. Zero-index metamaterials may have the epsilon-near-zero (ENZ) and mu-near-zero (MNZ) properties simultaneously or one after another at different frequencies. These metamaterials are used in different devices as a transformer to achieve the perfect impedance match between two waveguides with a negligible reflection or to improve the EM wave transmission through a waveguide bend, for the matching of waveguide structure impedance with the free space impedance and etc. The metamaterials provides manipulating of the antenna phase fronts and enhancing the antenna radiation directivity. ENZ metamaterials may allow reducing of waveguide sizes and can be used as a frequency selective surface. The controllable devices as modulators, phaseshifters, shields and etc. can be created on the base of anisotropic materials.

2. Numerical researches of isotropic layered waveguides

This chapter describes the investigations of layered hollow-pipe dielectric waveguides of silicon carbide, onion-like carbon and dipolar glass materials. It was discovered useful microwaves effects for EM devices.

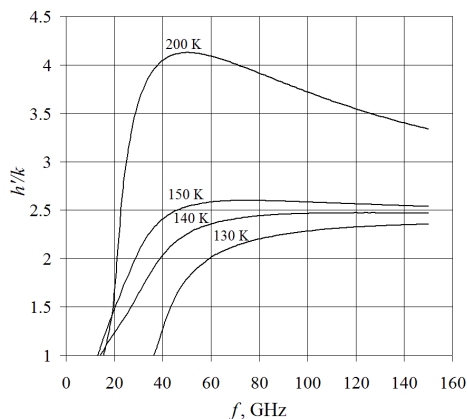


Fig. 1S. Dependences of the normalized phase constant on the frequency at four temperatures for the main modes, when waveguide radius $R = 1$ mm

We have investigated the dispersion characteristics of open dipolar glass waveguide at four different temperatures 130 K, 140 K, 150 K and 200 K in the wide frequency range from 1 GHz to 150 GHz. Our calculations have been executed for three waveguide radii equal to 1 mm, 2 mm and 3 mm.

Figures 1S, 2S show the main modes dispersive characteristics of the temperature dependence. The calculations were performed by selecting the radius of the waveguide $R = 1$ mm. The value k is the wave number in a vacuum, $k = c/\omega$, where $\omega = 2\pi f$, f is an operating frequency.

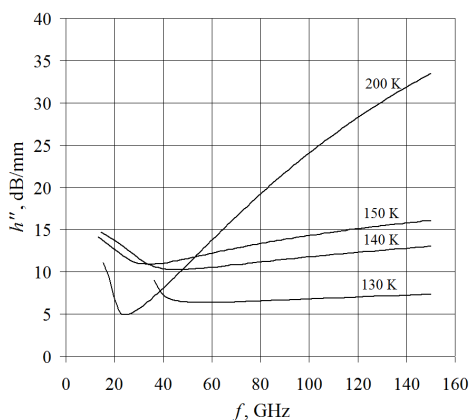


Fig. 2S. Dependences of the attenuation constant of the main mode on the frequency at four temperatures and waveguide radius $R = 1$ mm

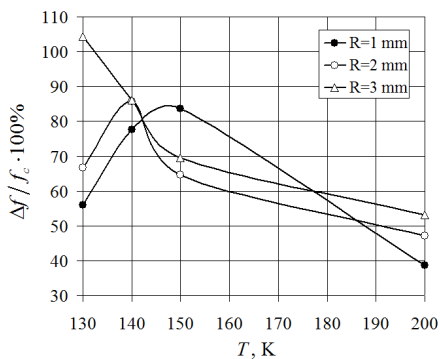


Fig. 3S. Dependences of the dipolar glass waveguide bandwidth on the temperature and radius

The dispersive characteristics of waveguide are highly dependent on temperature. Such dependence of the main modes cutoff frequencies and loss on temperature due to material permittivity non-linear dependence on temperature and frequency. All dispersive characteristics of the losses of main modes have a minimum near the cutoff fre-

quency. With increasing frequency, the losses are increasing. As we can see in Fig. 2S, with increasing temperature the slope of the curves at high frequencies increases. Thus, at higher temperatures, the losses are growing rapidly with increasing frequency.

In Figure 3S are shown results of the calculation of bandwidth of the waveguide. Bandwidth was calculated at four different temperatures (130 K, 140 K, 150 K and 200 K) and three radiuses (1 mm, 2 mm, 3 mm) of the waveguide. As we can see from the results of bandwith calculation, this value is highly dependent on waveguide temperature and radius. With increasing radius of the waveguide, increases the maximum value of bandwidth. Maximum bandwidth is shifted to lower temperatures area with increasing waveguide radius.

The partial area method in the rigorous electrodynamical formulation was used for analyzes of dispersion characteristics of hollow-pipe SiC waveguide. The complex roots of the dispersion equation are found by the Muller method.

We have present here the hollow-pipe waveguide dispersion characteristics on the inner radius r when the external radius is $R = 2.5$ mm at temperature 20°C , 500°C and 1000°C . The complex propagation constant is $\underline{h} = h' - ih''$ where h' is the phase constant, ($h' = 2\pi / \lambda_w$, λ_w is a wavelength of waveguide mode) and h'' is the waveguide attenuation constant (losses).

Here we presented our calculations for the main and higher (parasitic) modes at the frequency range from 10 GHz to 100 GHz. In Figs. 4S and 5S designations of curves correspond to a solid line at $T = 20^\circ\text{C}$, a dashed line at $T = 500^\circ\text{C}$ and a dotted line at $T = 1000^\circ\text{C}$.

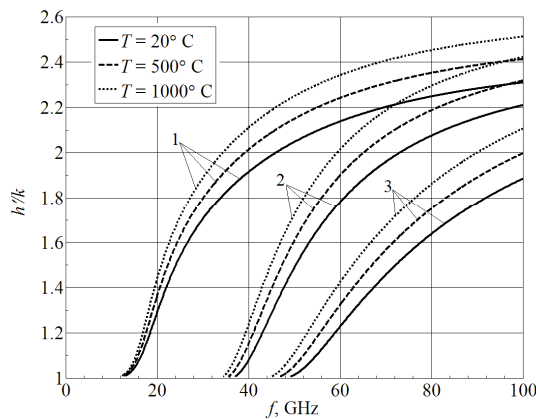


Fig. 4S. Dependences of the hollow- pipe SiC waveguide normalized propagation constant on the frequency for the main mode and the two higher modes at three temperatures, when $R = 2.5$ mm, $r = 1$ mm

There are presented the phase constant (Fig. 4S) and the attenuation constant (Fig. 5S) of the main mode (1) and two higher modes (1, 2) of hollow-pipe waveguide with the inner radius equal to 1 mm. We see (Fig. 4S) that the temperature influence at the phase constant value of every analyzed mode (the main and higher modes) is stronger at

higher frequencies. The higher temperature is the large values of phase constant (less a value of λ_w) are. The cutoff frequency f_{cut} of the main and higher modes grow with an decrease of the temperature. When the temperature changes from 20° C till 1000° C than the cutoff frequency f_{cut} of the main mode decreases from 13.1 GHz till 12.4 GHz. And the cutoff frequencies of the first and second modes decrease from 37.1 GHz till 34.5 GHz and from 49.2 GHz till 45.1 GHz correspondingly. The bandwidth of the hollow-pipe waveguide with $r = 1$ mm become less with growing of temperature because f_{cut} of the first higher mode is moved to the side of the smaller values more than f_{cut} of the main mode (Fig. 4S). The bandwidths of the hollow-pipe waveguide with $r = 1$ mm is equal to 71 %, 70 % and 65 %, when temperatures are 20° C, 500° C and 1000° C, correspondingly.

The increase of phase constant with an increase in the temperature is used for creating of SiC phase modulators

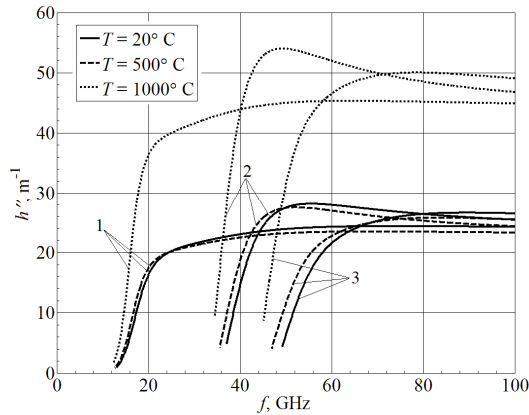


Fig. 5S. Attenuation constant dependences of the hollow-pipe SiC waveguide on the frequency for the main mode and the two higher modes at three temperatures, when $R = 2.5$ mm, $r = 1$ mm

The waveguide attenuation constant depend on the temperature especially strongly (Fig. 5S). The attenuation constant curves at temperatures 20° C and 500° C practically coincide for every of analyzed modes. We see the very large difference for the phase constant characteristics at 1000° C. Such strong increase of losses is determined by the notable increase of imaginary part of the SiC permittivity $\text{Im}(\epsilon_r^{\text{SiC}})$ with an increase in the frequency and the temperature. The magnitude h'' of the first higher mode has the largest value of extremum at the frequency close to this mode f_{cut} .

The phase and attenuation constants are higher when the temperature is higher at the most frequencies intervals. The value of attenuation constant grows till the same specific frequency that is dissimilar for waveguides with different inner radii. We can observe the saturation of dependencies at the higher frequencies comparing with the specific frequency. The bandwidth of hollow-pipe SiC waveguide is higher comparing with the whole rod SiC waveguide.

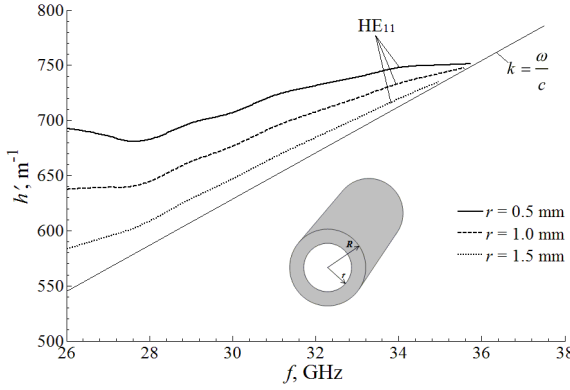


Fig. 6S. Dependences of the OLC tube waveguide propagation constant h' on the frequency at the external radius $R = 2.5$ mm and three internal radii r

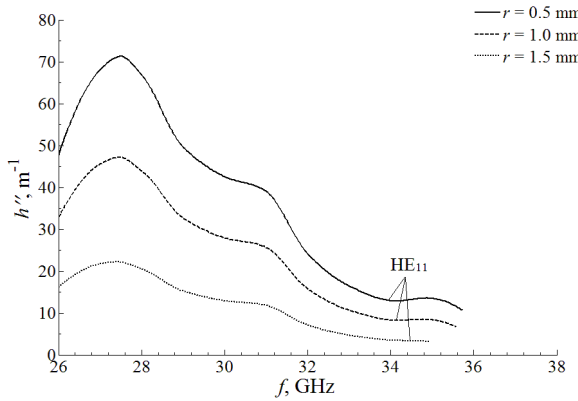


Fig. 7S. Dependences of the OLC tube waveguide attenuation constant h'' on the frequency at the external radius $R = 2.5$ mm and three internal radii r

We see that only the fundamental mode can propagate in the waveguide with $R = 2.5$ mm (Fig. 6S, 7S). Our calculations were made at the internal radii r equal to 0.5 mm, 1.0 mm, 1.5 mm. We can observe the high-frequency cutoff $f_{\text{cut-}h}$ of the mode in the Fig. 6S. The cutoff frequency of the mode $f_{\text{cut-}h}$ is equal to 35.73 GHz, 35.58 GHz, 34.96 GHz when the internal radii r are 0.5 mm, 1.0 mm and 1.5 mm, respectively.

The behavior of the dispersion characteristics (Fig. 6S) is unusual in the comparison with the open lossless dielectric waveguide. The attenuation constant h'' extreme value as well as the whole behavior of the curve are very much depended and strong connected with the magnitude of the imaginary part value of the OLC material permittivity ε'' .

The waveguide attenuation constant is high enough (Fig. 7S). For this reason the tube waveguides can be used for microwave absorber applications with the air channel inside of waveguide that can be useful in different technical solutions.

3. Numerical researches of semiconductor plasma waveguides

In this chapter the analysis of the *p*-Ge semiconductor waveguides placed into the constant magnetic field are presented. There is a description of the phase modulator construction which is created on the base of *p*-Ge semiconductor plasma waveguide.

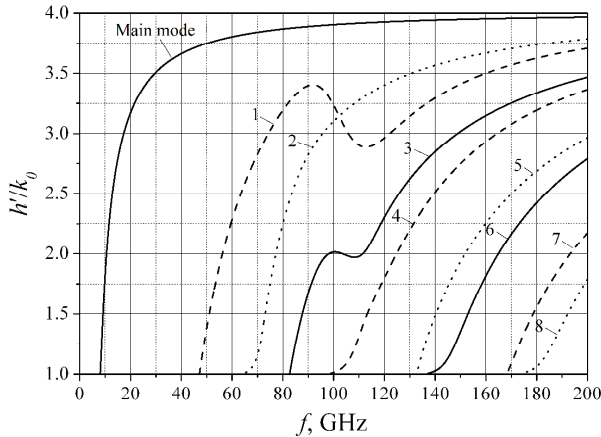


Fig. 8S. Dependences of the waveguide normalized propagation constant on frequencies when heavy holes' concentration is 95 % of total carrier concentration

In Fig. 8S the normalized real part h'/k_0 of complex propagation constant \underline{h} is presented, where k_0 is the wavenumber in a vacuum. Higher (parasitic) modes are denoted by numbers 1–8 (Fig. 8S and Fig. 9S).

The cutoff frequency f_{cut} of the main mode is 9.4 GHz, 8.83 GHz and 8.06 GHz, when the heavy holes' concentration is 5 %, 50 %, 95 % of N , respectively. The cutoff frequency of the main mode with increasing of rate N_h/N slowly moves to the lower frequencies. The bandwidth of the *p*-Ge waveguide is equal 93 %, 107 %, 109 %, when the heavy holes' concentration is 5 %, 50 %, 95 % respectively.

We have examined the phase characteristics at the heavy holes' concentration from 0 till 100 % with the step equal to 5 %. On this risen we can note the general properties of the dispersion characteristics dependent on heavy holes concentration N_h . We have observed the transformation of waves with a change of values N_h and f . As an example in Fig. 8S we can see the intersection of the first and second higher modes' curves at $f = 102$ GHz. This means that the degeneration of first and second modes is observed at frequency $f = 102$ GHz. The transformation of these modes occurs at frequencies higher than 100 GHz because the second subscript values of these higher modes change by the places.

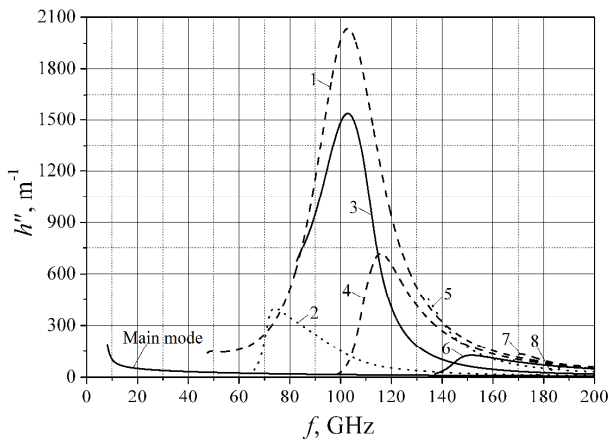


Fig. 9S. Dependences of the waveguide losses on frequencies when heavy holes' concentration is 95 % of total carrier concentration

The main mode attenuation is very small and the maximum loss peak of the first higher mode grows with the increasing of the heavy holes' concentration (Fig. 9S). It promotes the expansion of the waveguide bandwidth.

4. Numerical researches of metamaterial waveguides

This chapter is dedicated to the demonstration of dispersion characteristics of metamaterial waveguides. Here are analyzed the isotropic and anisotropic metamaterial waveguides, including waveguides with the zero-reflective index metamaterials.

We present here how the radius value of plasmonic waveguides affects on the propagating eigenmodes' dispersion characteristics, including dependencies of the eigenmode quantity and mode cutoff frequencies.

Phase constant h' (the real part of longitudinal propagation constant) dependencies of plasmonic metamaterial waveguides with radii R equal to 0.5 mm, 2.5 mm, and 5 mm were calculated. The analysis of calculation results shows that there are three main frequency areas where localize dispersion curves. A shape of all phase characteristics are unusual in the comparison with traditional phase characteristics of open cylindrical waveguides made of dielectrics, semiconductors or gyroelectric plasma. The phase characteristic branches of analyzed here waveguides are quite vertical.

The anisotropic metamaterial is described by the negative tensor components ϵ_{xx} , ϵ_{zz} , μ_{xx} , μ_{zz} in the frequencies less than 2 GHz. It is mean that the first mode propagates in the waveguide when the metamaterial is double negative (DN). This single mode (curve 1) is particularly important because small changes in frequency produce large changes in the phase constant. The mode can be used for worked out a sensitive narrowband phaseshifter at frequencies between 1.4 GHz and 1.65 GHz (Fig. 10S) or other potential microwave devices.

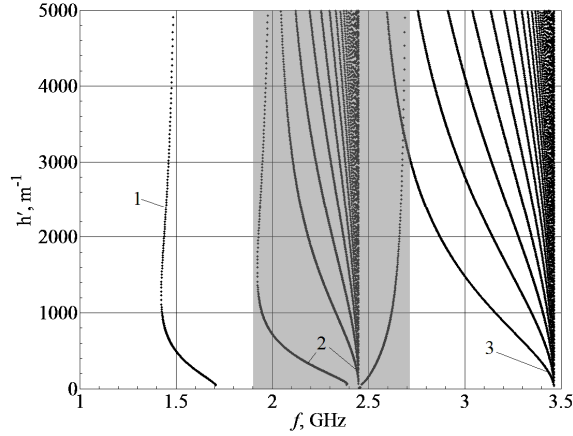


Fig. 10S. Phase constant dependences of the propagating eigenmodes of the anisotropic metamaterial waveguide on the frequency at $R = 2.5$ mm

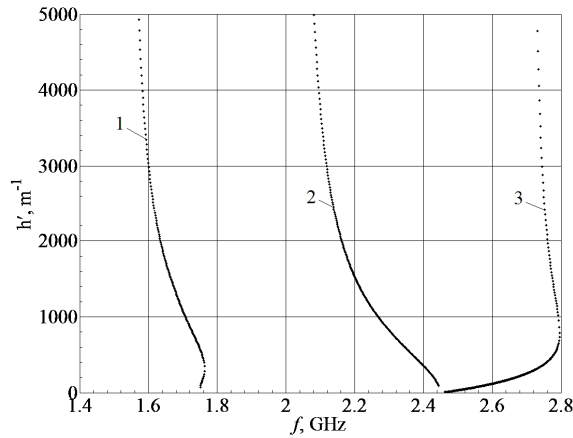


Fig. 11S. Phase constant dependences of the propagating eigenmodes of the hollow-core anisotropic metamaterial waveguide on the frequency at $R = 2.5$ mm

We can watch a package with phase constant branches closed to cutoff frequency 2.5 GHz (Fig. 10S, curves 1). We see that the left lateral branch of the package is a special eigenmode, i.e. this one is separated by a larger distance from other eigenmodes. The vertical branch of the left lateral mode is located on the magnetic plasma f_{mpzz} frequency equal to 2 GHz.

The number of curves increases rapidly at increasing of waveguide radius. It is interesting to note that all dispersion branches of the dense bunch are within the frequency

band of 2–2.5 GHz. Apparently the dense bunch of dispersion characteristics related to plasma f_{epzz} , f_{mpxx} frequencies.

Second dense bunch of dispersion curves is at the electric plasma frequency $f_{epxx} \sim 3.46$ GHz (Fig. 10S, curves 3). The number of curves increases rapidly at increasing of waveguide radius. All dispersion characteristics are within the frequency band of 2.5 GHz and 3.46 GHz.

In Fig. 11S are shown phase characteristics of hollow-core cylindrical waveguide made of the uniaxial electrically and magnetically anisotropic metamaterial in the frequency range 1.4–2.8 GHz.

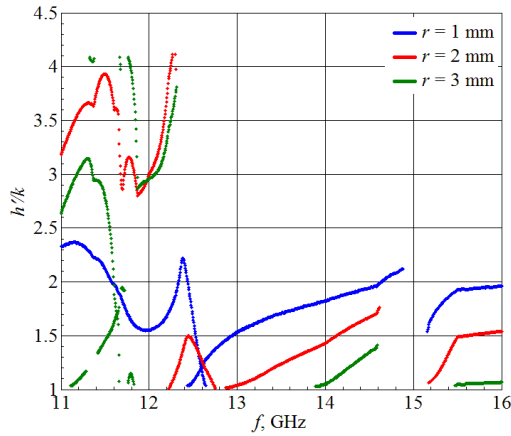


Fig. 12S. Normalized phase constant dependences of the layered metamaterial-SiC waveguide on the frequency and the metamaterial core radii r

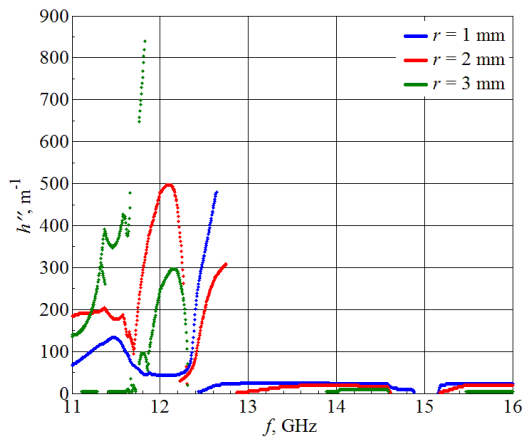


Fig. 13S. Attenuation constant dependences of the layered metamaterial-SiC waveguide on the frequency and the metamaterial core radii r

As in the case of an open waveguide there is a single mode that does not match any of plasma frequencies and propagates in the waveguide when the metamaterial is double negative (curve 1).

We see, that in case of hollow-core waveguide, there are propagating only three modes in frequency range 1.4–2.8 GHz. The branch of second and third modes (curves 2 and 3) has the same cutoff frequency equal to magnetic plasma frequency $f_{mpxx} = 2.45$ GHz. This cutoff frequency is independent on the waveguide radius. The dispersion characteristics are more vertical with low values of waveguide radius.

The specific dispersion characteristic features of hollow anisotropic waveguides can be used for a transmission of laser radiations or to working out plasma wakefield accelerators.

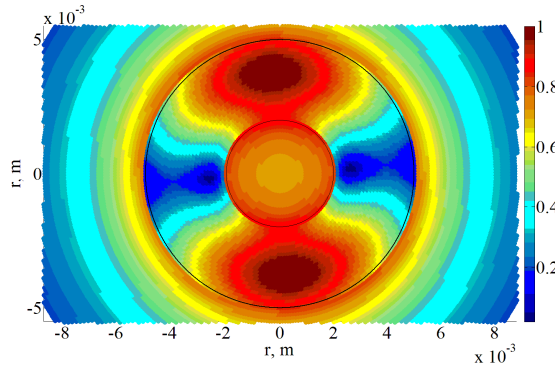


Fig. 14S. Distribution of the normalized electric field intensity on the transversal cross-section of the metamaterial-SiC waveguide at frequency $f = 13.5$ GHz

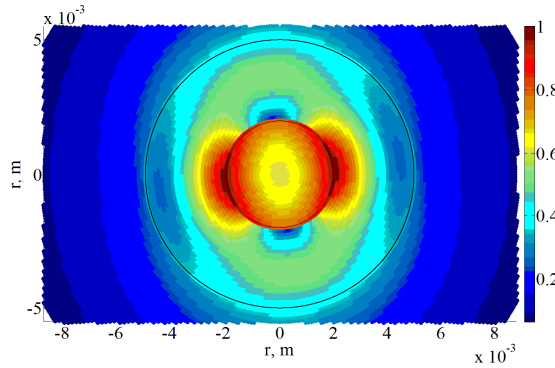


Fig. 15S. Distribution of the normalized magnetic field intensity on the transversal cross-section of the metamaterial-SiC waveguide at frequency $f = 13.5$ GHz

There are presented calculation results on investigations of the open two-layer cylindrical metamaterial-SiC waveguides in frequency range 11–16 GHz. The model of investigated waveguide contains three isotropic areas for electrodynamic solution of

the problem. Metamaterial (UCSD30815) core, SiC coating layer and the air outside the waveguide. The external radius of waveguides are constant and equal to $R = 5$ mm in our calculations. The radius of metamaterial core is changing.

The real and imaginary parts of complex propagation constant dependencies on the frequency at three metamaterial core radii are shown in Figs. 12S and 13S. We have calculated normalized phase constant (Fig. 12S) and attenuation constant (Fig. 13S) when the waveguide metamaterial core radius is 1.0 mm, 2.0 mm and 3.0 mm. Dispersion characteristics of the waveguide have an unusual form, which is highly dependent on the metamaterial core radius as well as on the magnitudes and signs of permittivity and permeability of metamaterial at certain frequencies.

We can observe the resonance behavior of phase and attenuation constants at the frequency range 11–12.75 GHz. The metamaterial is double-negative one with the sharp resonance pikes of the permittivity and the permeability at this frequencies.

It was found that in the frequency range 12.8–16 GHz can propagate only one mode. The attenuation of this hybrid propagating mode is small and slightly dependent on the frequency.

Transverse electric and magnetic field distribution of intensities (strengths) of the propagating mode when the metamaterial core radius is 2 mm, thickness of SiC layer is 3 mm and frequency $f = 13.5$ GHz are presented in Figs. 14S and 15S.

During the simulation, we observed that the electric and magnetic fields are more concentrated in the coating SiC layer near the interface of waveguide metamaterial core with increasing frequency. It can be seen that the electric field extends into the air outside the waveguide more than magnetic field. The color of EM distribution in figures is proportional to the value of the electrical and magnetical fields.

General conclusions

1. Algorithms have been created that let to analyze isotropic, girotropic and anisotropic waveguide structures of silicon carbide (SiC), dipole glass, onion-like carbon (OLC) and metamaterials. Investigations of the layered and hollow-pipe cylindrical waveguide structures have been performed. The effects in these structures have been discovered. Two new designs of microwave phase modulators are proposed.
2. The waveguide characteristics as the bandwidth, modes' cutoff frequency, losses and phase constants, EM field distributions can be controlled by temperature, light, filling a channel with various substances or changing waveguide sizes. The possibility to create of new modulators has been shown.
3. The dipolar glass waveguide is characterized by the anomalous dispersion at temperature 200 K in the normalized frequency range $0.05 < fr < 0.16$ GHz·m.
4. The hollow-pipe SiC waveguide with inner channel filled by the freon gas can operate as a modulator in which the propagating mode phase is controlled by the temperature. The bandwidth of the waveguide with the relation of inner channel r and external R radii equal to 0.2–0.5 is larger by 5–10 % comparing with the waveguide without a channel.

5. The hollow-pipe onion-like carbon waveguide has also the high-frequency cutoff frequencies of the fundamental and higher modes at the operating frequency range 26–38 GHz.
6. The semiconductor *p*-Ge waveguide with heavy and light hole carriers can operate as a modulator in which the propagating mode phase is controlled by infrared waves.
7. The semiconductor *p*-Ge waveguide with heavy and light hole carriers can occur the mode transformation at certain operating frequency when the structure of mode and its kind are changed.
8. The anisotropic metamaterial waveguide with the relative permittivity and permeability values close to zero is characterized by the anomaly dispersion properties. There are three frequency ranges where can be independently excited different kinds of modes. There is only one mode propagation at the first frequency range. The last dependence gives possibility to create one mode regime microwave devices.
9. Analysis of the electric and magnetic field distributions of the layered metamaterial-SiC waveguide showed that the fields concentrate into the SiC layer close to the boundary with metamaterial core. The waveguide can be used as a filter because it can operate at the one mode regime, when core radius $r > 2$ mm.

Priedai¹

A priedas. Bendraautorių sutikimai teikti publikacijose skelbtą medžiagą mokslo daktaro disertacijoje.

B priedas. Autoriaus mokslinių publikacijų disertacijos tema kopijos.

¹ Priedai pateikiami pridėtoje kompaktinėje plokštelėje

Artūras BUBNELIS

PUSLAIDININKINIŲ, DIELEKTRINIŲ IR
METAMEDŽIAGINIŲ CILINDRINIŲ
BANGOLAIDINIŲ DARINIŲ TYRIMAS

Daktaro disertacija

Technologijos mokslai,
elektros ir elektronikos inžinerija (01T)

ANALYSIS OF SEMICONDUCTOR,
DIELECTRIC AND METAMATERIAL
WAVEGUIDE STRUCTURES

Doctoral Dissertation

Technological Sciences,
Electrical and Electronic Engineering (01T)

2015 11 03. 12,5 sp. I. Tiražas 20 egz.
Vilniaus Gedimino technikos universiteto
leidykla „Technika“,
Saulėtekio al. 11, 10223 Vilnius,
<http://leidykla.vgtu.lt>
Spausdino UAB „Ciklonas“
J. Jasinskio g. 15, 01111 Vilnius